

ANISOTROPIE DER GAMMASTRAHLUNG
UND SYMMETRIEACHSEN
DES DREHIMPULSTRANSFERS
IN $^{20}\text{Ne} + ^{168}\text{Er}$ STÖßEN BEI 270 MEV

Roland Ritzka

**ANISOTROPIE DER GAMMASTRAHLUNG
UND SYMMETRIEACHSEN DES DREHIMPULSTRANSFERS
IN $^{20}\text{Ne} + ^{168}\text{Er}$ STÖßEN BEI 270 MEV**

**Dissertation
der Fakultät für Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität München**

**vorgelegt von
Roland Ritzka
aus Rothenbuch**

München, den 6. Mai 1986

1. Gutachter: Prof. W. Hering

2. Gutachter: Prof. G. Graw

Tag der mündlichen Prüfung: 21. Juli 1986

DISSERTATIONS- UND FOTODRUCK FRANK GmbH
8000 München 2, Gabelsbergerstraße 15, Tel. 2809090

Zusammenfassung

Um die räumliche Verteilung der Spinvektoren in $^{20}\text{Ne}+^{168}\text{Er}$ Reaktionen bei 270 MeV zu bestimmen, wurde die Anisotropie der von den angeregten Fragmenten emittierten Gammastrahlung gemessen. In Koinzidenz mit unter 25° , 35° und 55° austretenden Ejektilen wurde die Gammaintensität in der Streuebene und in Richtung der Streunormalen mit NaJ-Detektoren aufgenommen. Neben einem Überblick über die Beträge der Spins und ihre Ausrichtung entlang der Streunormalen konnten aus den Experimenten als neue Parameter die Symmetrieachsen und die Anisotropien der Spinverteilung in der Streuebene gewonnen werden.

Die aus der Gammamultiplizität abgeleiteten Spinbeträge für die verschiedenen Ausgangskanäle zeigen, daß das Konzept der starren Rotation für den mittleren Drehimpulstransfer auch bei der hohen Einschußenergie seine Gültigkeit behält, wenn die Konkurrenz zwischen Reibung und Aufbruch berücksichtigt wird.

Als Maß für die Fluktuationen der Spinvektoren gegen die Streunormale dient der Unterschied der Gammaintensität in der Streuebene und in Richtung der Streunormalen. Dabei erweist es sich als wichtig, die von der Gammaenergie abhängige Multipolarität zu berücksichtigen. Obwohl die für einen Relaxationsprozeß charakteristische Zunahme der Fluktuationen mit negativer werdendem Q-Wert beobachtet wird, zeigt ihre Abhängigkeit von der Kernladungszahl im Ausgangskanal, daß das vollständige thermische Gleichgewicht nicht erreicht wird.

Die Anisotropie in der Reaktionsebene zeigt für die quasi-elastische Reaktionskomponente den für direkte Reaktionen charakteristischen Unterschied zwischen inelastischer Streuung und Massentransfer: Im Neon-Kanal definiert die Rückstoßrichtung die Symmetrieachse der stark anisotropen Verteilung in der Streuebene, während Massentransfer zu hochausgerichteten Spins mit axialer Symmetrie um die Streunormale führt. Mit zunehmender Inelastizität nähern sich die Spinverteilungen in allen Kanälen demjenigen Muster an, das sich aus axialer Symmetrie um die Richtung des Bahndrehimpulses $\underline{l}_f$ des Ausgangskanals nach der Transformation in das Laborsystem ergibt. Dieses Ergebnis zeigt, daß - im Gegensatz zum Modell der Reibung durch Nukleonenaustausch - die Zeit, die für eine Gleichverteilung in der Ebene senkrecht zu $\underline{l}_f$ benötigt wird, wesentlich kürzer als die Reaktionszeit ist.

Kap.	Seite
1. Einleitung	1
2. Grundlagen der Meßmethode	6
2.1 Spinausrichtung	6
2.2 Winkelverteilung in der Streuebene	11
3. Die Experimente	13
3.1 Detektoren	13
3.2 Meßgeometrie	15
3.2.1 Anisotropie der Gammastrahlung senkrecht zur Streuebene	15
3.2.2 Anisotropie der Gammastrahlung in der Streuebene	18
3.3 Elektronik, Datenaufnahme	21
3.4 Eichungen, Datenanalyse	24
3.5 Nachweiswahrscheinlichkeit der Gammadetektoren	28
4. Energie- und Ladungsverteilung der Ejektile	32
5. Größe der Fragmentspins	36
5.1 Gammamultiplizität	36
5.2 Ergebnisse	38
6. Orientierung der Fragmentspins	46
6.1 Gamma-Anisotropie senkrecht zur Streuebene	46
6.2 Spinalignment	55
6.3 Statistisches Modell	63
7. Verteilung der Spinkomponenten in der Streuebene	72
7.1 Experimentelle Ergebnisse	72
7.2 Vergleich mit theoretischen Spinverteilungen	84
Anhang	98
A.1 Endlicher Raumwinkel des Detektors	98
A.2 Verschlechterung der Spinausrichtung durch Teilchenzerfall	99
A.3 Statistisches Modell	103
Verzeichnis der Abbildungen	112
Verzeichnis der Tabellen	114
Literaturverzeichnis	115



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41547928_0024

1. Einleitung

Wird in einem Stoß zweier schwerer Ionen viel Energie auf die Fragmente übertragen, so ist damit auch ein Verlust von Bahndrehimpuls der Relativbewegung verbunden, der als intrinsischer Spin der Fragmente wiedergefunden wird. Die Untersuchung des transferierten Spins nach Größe und Richtung ermöglicht Rückschlüsse auf den Ablauf der Reaktion. In einem einfachen geometrischen Bild ("Reibungsgeometrie") nach Abb. 1 ist tangentielle Reibung verantwortlich für den Übertrag von Drehimpuls auf die Fragmente.

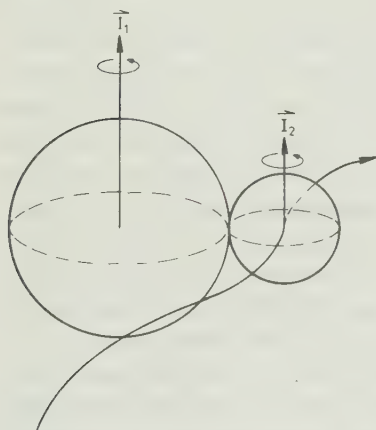


Abb. 1: Schematische Darstellung einer Kernreaktion in Reibungsgeometrie.

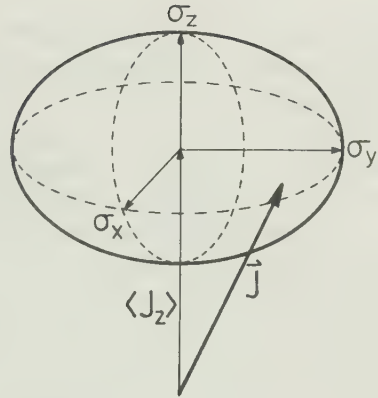
Nach diesem Konzept ist der Spinvektor senkrecht zur Streuebene ausgerichtet, wobei die Rotation der Fragmente gleichsinnig mit dem Bahndrehimpuls der Relativbewegung ist. Wenn es zur vollständigen Dämpfung der Tangentialbewegung kommt, sind die intrinsischen Winkelgeschwindigkeiten gleich derjenigen der Relativbewegung, d.h. das System rotiert starr ("sticking"). Nach dem Steinerschen Satz verhalten sich dann die Größen der Fragmentspins zum Gesamtdrehimpuls des Systems wie die Trägheitsmomente zum Gesamtträgheitsmoment. In Übereinstimmung mit dem Reibungsbild haben Experimente gezeigt /ALB75, DAY79, NAM79, WOZ80, DÜN82, GLÄ77/, daß mit zunehmendem Energietransfer in binären Schwerionenreaktionen der Spin anwächst, bis er bei einer vollständigen Dämpfung

der Energie oberhalb der Coulombbarriere ungefähr den für starre Rotation erwarteten Wert annimmt.

Messungen der Spinausrichtung haben dagegen deutliche Abweichungen von dem einfachen Reibungsbild gezeigt /DYE77, HO77, VAN77, PUC79/. Offenbar werden zusätzlich zu der entlang der Streunormalen ausgerichteten Spinkomponente auch parallel zur Reaktionsebene gerichtete Komponenten erzeugt. Eine einfache Parametrisierung der räumlichen Verteilung der Spinvektoren (Abb. 2) enthält den mittleren Spinvektor $\langle J_z \rangle$ und die Varianzen σ_x^2 , σ_y^2 und σ_z^2 , die die fluktuierenden Spinkomponenten in den drei Raumrichtungen charakterisieren. Das Koordinatensystem ist so gewählt, daß die x- und y-Richtungen in der Streuebene liegen, die durch den einlaufenden Strahl und den Teilchendetektor aufgespannt wird, und die z-Achse in Richtung der Streunormalen $\underline{k}_i \times \underline{k}_f$ zeigt, die durch die Richtung der Impulsvektoren $\underline{k}_i$ und $\underline{k}_f$ in Eingangs- und Ausgangskanal definiert ist. Aus Paritätsgründen können im Mittel keine Drehimpulskomponenten in Richtung $\underline{k}_i$ bzw. $\underline{k}_f$ auftreten, d.h. der mittlere Spinvektor $\langle \underline{J} \rangle = \langle \underline{J}_1 + \underline{J}_2 \rangle$ liegt parallel oder antiparallel zur Richtung der z-Achse.

Das Vorzeichen von $\langle J_z \rangle$ ist eng mit der Reaktionsdynamik verknüpft: Wenn der Bahndrehimpuls der Relativbewegung in der Reaktion reduziert wird, verlangt die Drehimpulserhaltung, daß $\langle \underline{J} \rangle$ in dieselbe Richtung zeigt wie der mittlere Eingangsbahndrehimpuls $\langle \underline{l}_i \rangle$ für die im Teilchendetektor nachgewiesenen Ereignisse. Da Positiv-Winkelstreuung durch die antiparallele Stellung von $\langle \underline{l}_i \rangle$ und $\underline{k}_i \times \underline{k}_f$ definiert ist und Negativ-Winkelstreuung durch die parallele Stellung von $\langle \underline{l}_i \rangle$ und $\underline{k}_i \times \underline{k}_f$, bedeutet $\langle J_z \rangle < 0$ positive und $\langle J_z \rangle > 0$ negative Streuwinkel. Messungen der Spinpolarisation in verschiedenen Schwerionensystemen haben für beide Fälle Beispiele geliefert und gezeigt, daß im allgemeinen beide Vorzeichen des Streuwinkels beitragen /TRA84/. Strenggenommen muß also die Spinverteilung in Abb. 2 um einen gespiegelten Anteil mit negativem $\langle J_z \rangle$ erweitert werden, doch ist für Messungen, die nicht auf das Vorzeichen von $\langle J_z \rangle$ sensitiv sind, die einfache Parametrisierung ausreichend.

Abb. 2: Schematische Darstellung der Verteilung der Spinkomponenten in einer Schwerionenreaktion mit ausgerichtetem Spin $\langle J_z \rangle$ und fluktuierenden Komponenten $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$.



In bisherigen Untersuchungen der Spinverteilung nach Schwerionenreaktionen konnte nur eine mittlere Fluktuationsbreite $\langle \sigma \rangle$ für verschiedene Systeme bei Einschußenergien unterhalb von 10 MeV/A angegeben werden. Diese Experimente zeigten, daß sich die Ausrichtung des Spinvektors entlang der Streunormalen mit zunehmendem Verlust von kinetischer Energie der Fragmente verschlechtert. Dieses Verhalten wurde gedeutet als ein Relaxationsprozeß, in dem durch thermische Anregung nicht ausgerichtete Spinkomponenten erzeugt werden. Bei vollständiger Dämpfung der Energie oberhalb der Coulombbarriere wird das statistische Gleichgewicht in den Rotationsfreiheitsgraden des Systems erreicht. Die Wahrscheinlichkeit für die Anregung von thermischen Fluktuationen ist dann gegeben durch eine Boltzmannverteilung. Für mittelschwere, asymmetrische Systeme, wie z.B. $^{16}\text{O} + ^{48}\text{Ti}$ bei $E = 6$ MeV/A, fand man für die vollständig gedämpfte Reaktionskomponente eine sehr gute Übereinstimmung mit den für ein statistisches Gleichgewicht erwarteten Werten /DÜN82/. Aus diesen Experimenten konnten keine Aussagen über Anisotropien der Spinfluktuationen in der Streuebene gemacht werden. Ergebnisse darüber lieferten bisher nur Experimente, in denen die Winkelverteilungen von Spaltfragmenten nach Schwerionenreaktionen untersucht wurden. Dies ist eine sehr sensitive Methode, da die Winkelverteilungen von Spaltfragmenten sehr scharf in der Ebene senkrecht zum Spinvektor sind. Die Interpretation der Daten wird allerdings durch die

Tatsache erschwert, daß der Spaltprozeß selbst Spin induziert, der nicht von der primären Spinverteilung abgetrennt werden kann. Es gibt daher Mehrdeutigkeiten, und die Daten werden kontrovers diskutiert /DYE79,HAR79,MOR82,STE84,MOR85/. Außerdem ist diese Methode grundsätzlich auf sehr schwere Systeme mit niedriger Spaltbarriere beschränkt.

Bei der Untersuchung der Winkelverteilung von Gammastrahlung entfallen diese Probleme. Hier muß man allerdings die Multipolordnung bzw. Multipolmischung der emittierten Strahlung kennen, um die Intensitätsmuster interpretieren zu können. Eine andere Schwierigkeit dieser Meßmethode liegt in der Tatsache begründet, daß die hochangeregten Reaktionsprodukte zunächst einen Großteil der Anregungsenergie durch Teilchenabdampfung, vor allem von Neutronen, abtransportieren. Neutronen tragen zwar wenig Spin weg, doch muß ihr Einfluß in einer quantitativen Analyse berücksichtigt werden. Erst wenn die Anregungsenergie des Restkerns so niedrig ist, daß die Separationsenergie des Neutrons nicht mehr eingebracht werden kann, erfolgt die Abregung durch Emission von Gammastrahlung. Obwohl diese erst in der Endphase der Reaktion emittiert wird, gibt sie ein nur wenig verfälschtes Bild der primären Spinverteilung, da der Einfluß der Teilchenabdampfung auf die Spinausrichtung gering ist.

In dieser Arbeit wurde die Spinverteilung in dem sehr asymmetrischen System $^{20}\text{Ne} + ^{168}\text{Er}$ bei einer Einschußenergie von 13.5 MeV/A mithilfe der Winkelverteilung der von den Reaktionsprodukten emittierten Gammastrahlung untersucht. Von besonderem Interesse waren dabei folgende Fragen:

- 1.) Kommt es auch bei dieser hohen Einschußenergie zu einem vollständigen statistischen Gleichgewicht?

Um diese Frage zu untersuchen, wurden die Intensitäten der Gammastrahlung in Richtung der Streunormalen und senkrecht dazu verglichen und daraus die Ausrichtung der Fragmentspins entlang der Streunormalen abgeleitet. In einem ersten Experiment an diesem System wurde die mittlere Zahl der pro Ereignis emittierten Gammaquanten gemessen und daraus der Betrag des Spinvektors bestimmt. Dabei zeigte sich, daß die Ergebnisse nicht in das her-

kömmliche Bild der binären Reibungsreaktion passen, das bei tieferen Einschußenergien die Daten gut beschreibt. Vielmehr kommt bei der hohen Einschußenergie durch den Projektilaufbruch im Eingangskanal ein neuer Freiheitsgrad ins Spiel. Das Zusammenspiel von Aufbruch und Reibung führt dazu, daß sich im Ausgangskanal starr rotierende Systeme bei ihrem kritischen Drehimpuls für Fusion bilden /DÜN84/. Daher war es interessant zu untersuchen, wie dieser zusätzliche Freiheitsgrad die Spinverteilung der Fragmente beeinflusst.

2.) Sind die Spinfluktuationen anisotrop?

Diese Frage wurde zum ersten Mal mithilfe der Winkelverteilung der Gammastrahlung untersucht. Damit sind auch Systeme zugänglich, bei denen die Fragmente nach der Reaktion nicht spalten. Die Winkelverteilungen von Gammastrahlung können leichter interpretiert werden als die Winkelverteilungen von Spaltfragmenten und stellen somit einen besseren Test für die existierenden Modelle über den Drehimpulstransfer in Schwerionenreaktionen dar.

Zunächst werden in Kap. 2 die Grundlagen der Meßmethode vorgestellt und der Zusammenhang zwischen den Meßgrößen (Winkelkorrelationen) und den Parametern der Spinverteilung abgeleitet. Anschließend werden in Kap. 3 die Experimente im Detail vorgestellt. Kap. 4 gibt eine Übersicht über die Energie- und Ladungsverteilung der Fragmente. In Kap. 5 wird aus der Messung der Gammamultiplizität auf den Betrag des mittleren Fragmentspins geschlossen und mit der Vorhersage aus dem Konzept der starren Rotation verglichen. Anschließend werden in Kap. 6 die Ergebnisse der Messungen zur Spinausrichtung entlang der Streunormalen vorgestellt und mit Vorhersagen für statistisches Gleichgewicht in den Rotationsfreiheitsgraden des Systems verglichen. In Kap. 7 wird aus der Messung der Gamma-Winkelverteilung in der Streuebene auf die räumliche Orientierung und Asymmetrie der Spinverteilung geschlossen, und die Ergebnisse werden mit den Vorhersagen verschiedener Modelle verglichen.

2. Grundlagen der Meßmethode

2.1 Spinausrichtung

In Streuexperimenten wird durch den einlaufenden Strahl und den Detektor, in dem die Teilchen nachwiesen werden, eine Ebene definiert, in der die Impulsvektoren $\vec{k}_i$ und $\vec{k}_f$ der Reaktionsprodukte im Eingangs- und Ausgangskanal liegen. Als Quantisierungsachse $\underline{z}$, bezüglich der die Orientierung der Fragmentspins angegeben wird, wird in dieser Arbeit die Richtung der Streunormalen $\underline{z} = \vec{k}_i \times \vec{k}_f$ gewählt. Die Größe, die die Ausrichtung des Fragmentspins $\underline{J}$ bezüglich der Quantisierungsachse angibt, ist das Spinalignment P_{zz} /BLI57/:

$$(1) \quad P_{zz} = \frac{1}{J(2J-1)} \left\{ 3 \sum_{m=-J}^{+J} P(m) m^2 - J(J+1) \right\}$$

wobei m die Projektion von $\underline{J}$ auf die Quantisierungsachse ist (s. Abb. 3) und $P(m)$ die Wahrscheinlichkeit für die Besetzung des m -Subzustandes ist.

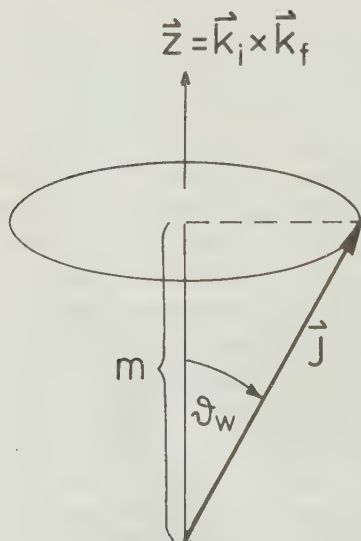


Abb. 3: Orientierung des Drehimpulsvektors $\underline{J}$ bezüglich der Quantisierungsachse $\underline{z}$. m ist die Projektion von $\underline{J}$ auf die Quantisierungsachse $\underline{z}$ und ϑ_w der durch Gl. 2 definierte Fluktuationswinkel, den der Spinvektor mit der z -Achse einschließt.

P_{zz} liegt im Wertebereich zwischen 1 bei vollständiger Ausrichtung entlang der Quantisierungsachse, d.h. $m = |J|$, und $-J(J+1)/J(2J-1)$, wenn der Spinvektor in der Streuebene liegt.

Für höhere Spins geht Gl.(1) über in den klassischen Grenzfall:

$$(2) \quad P_{zz} = \frac{3}{2} \langle \frac{m^2}{J^2} \rangle - \frac{1}{2} = \frac{3}{2} \langle \cos^2 \vartheta_w \rangle - \frac{1}{2}$$

und hat eine anschauliche Interpretation durch den Fluktuationswinkel ϑ_w , den der Spinvektor mit der Streunormalen einschließt (s. Abb. 3). Die Grenzwerte sind in diesem Fall: 1 bei vollständiger Ausrichtung, 0, wenn alle Orientierungen gleichwahrscheinlich sind und $-1/2$, wenn der Spinvektor senkrecht auf der Quantisierungsachse steht.

Die Mittelung in Gl.(2) muß durchgeführt werden über die räumliche Verteilung der Spinkomponenten, für die man gewöhnlich, geleitet durch statistische Modelle, eine gaußförmige Verteilung annimmt mit mittlerer Komponente $\langle J_z \rangle$ in Richtung der Quantisierungsachse und fluktuierenden Komponenten in den drei Raumrichtungen, die durch die Varianzen σ_x^2 , σ_y^2 und σ_z^2 beschrieben werden (s. Abb. 2). Die Verteilungsfunktion lautet damit:

$$(3) \quad P(J_x, J_y, J_z) = \frac{1}{\sigma_x \sigma_y \sigma_z \sqrt{8\pi^3}} \exp \left[- \left(\frac{J_x^2}{2\sigma_x^2} + \frac{J_y^2}{2\sigma_y^2} + \frac{(J_z - m)^2}{2\sigma_z^2} \right) \right]$$

Das Alignment wird dann berechnet durch das Faltungsintegral:

$$(4) \quad P_{zz} = \iiint \left(\frac{3}{2} \frac{J_z^2}{J_x^2 + J_y^2 + J_z^2} - \frac{1}{2} \right) P(J_x, J_y, J_z) dJ_x dJ_y dJ_z$$

Wenn der Spinvektor der Fragmente bevorzugt in eine Richtung zeigt, ist die Winkelverteilung der von den Reaktionsprodukten emittierten Strahlung im allgemeinen anisotrop. Die Messung der Winkelverteilung bietet daher die Möglichkeit, die Ausrichtung der Fragmentspins zu bestimmen. Im Fall von Gammastrahlung genügt die Bestimmung der Intensität in der Streuebene und in Richtung der Streunormalen, sofern die Multipolarität des Strahlungsfeldes bekannt ist. In

Abb. 4 sind für Dipol- ($L=1$) bzw. Quadrupolstrahlung ($L=2$) die Intensitätsmuster als Funktion des Winkels ϑ gegen die Quantisierungsachse aufgetragen. Daraus wird ersichtlich (s. auch Tab. 1), daß man charakteristische Verhältnisse der Intensität in Richtung der Quantisierungsachse und senkrecht dazu erhält, nämlich 0 für E2-Strahlung bzw. 2 für E1-Strahlung bei vollständiger Ausrichtung des Spinvektors ($P_{zz} = 1$).

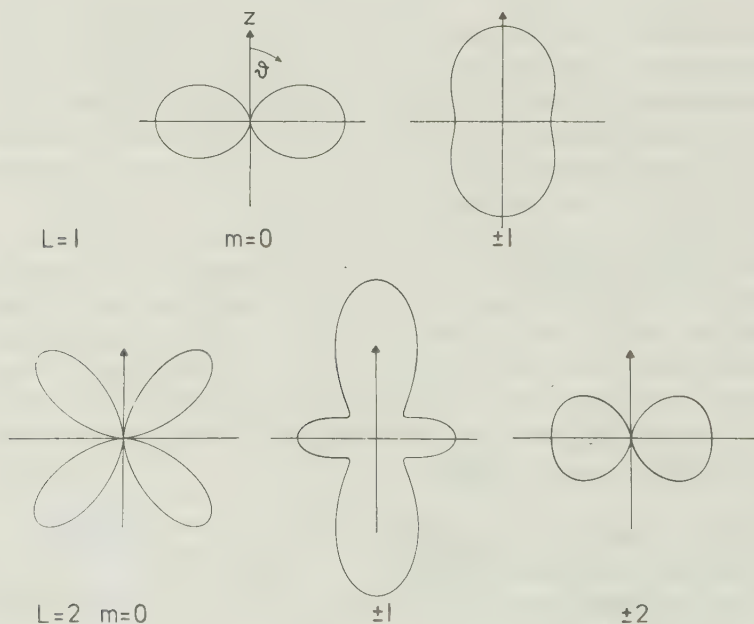


Abb. 4: Winkelverteilung für gestreckte Dipol- bzw. Quadrupolstrahlung.

Die Winkelverteilung von Gammastrahlung der Multipolarität L wird zweckmäßigerweise nach Legendrepolyomen entwickelt:

$$(5) \quad W^{L,m}(\vartheta) = \sum_{k=0}^{2L} A_k^{L,m} P_k(\cos \vartheta)$$

Tab. 1: Koeffizienten der Winkelverteilung $W^{L,m}(\vartheta)$ und Intensität in Richtung der Streunormalen, $W(0^\circ)$, bzw. senkrecht dazu, $W(90^\circ)$, für Dipol- und Quadrupol-Gammastrahlung. (Normierung: $\int W^{L,m}(\vartheta) d\Omega = 4\pi$)

L	m	A_0	A_2	A_4	$W(0^\circ)$	$W(90^\circ)$
1	± 1	1	$+1/2$	—	1.5	0.75
1	0	1	-1	—	0	1.5
2	± 2	1	$-5/7$	$-2/7$	0	1.25
2	± 1	1	$+5/14$	$+8/7$	2.5	1.25
2	0	1	$+5/7$	$-12/7$	0	0

Wenn der Spinvektor nicht in Richtung der Quantisierungsachse zeigt, sondern die Orientierung durch eine Verteilung nach Gl.(3) beschrieben werden kann, werden die Intensitätsmuster von Abb. 4 ausgeschmiert, insbesondere werden die Minima schnell ausgefüllt. In diesem Fall ergibt sich die Winkelverteilung $W^{L,m}(\theta, \phi)$ durch Faltung der Spinverteilung, Gl.(3), mit der charakteristischen Winkelverteilung des Strahlungsfeldes:

$$(6) \quad W^{L,m}(\theta, \phi) = \iiint W^{L,m}(\vartheta) P(J_x, J_y, J_z) dJ_x dJ_y dJ_z$$

mit:

$$(7) \quad \cos \vartheta = \frac{\vec{J} \cdot \vec{n}}{|\vec{J}|} = \frac{J_x \sin \theta \cos \phi + J_y \sin \theta \sin \phi + J_z \cos \theta}{\sqrt{J_x^2 + J_y^2 + J_z^2}}$$

Dabei sind θ und ϕ die Winkel im Laborsystem, die gegen die Streunormale, bzw. gegen die beliebig in der Streuebene festgelegte x-Achse gemessen werden, und $\vec{n}$ ist der zugehörige Einheitsvektor.

Daraus läßt sich für eine beliebige Spinverteilung $P(J_x, J_y, J_z)$ die Anisotropie der Gammastrahlung $A=W(\theta=90^\circ, \phi)/W(\theta=0^\circ)$ und nach Gl.(4) das zugehörige Alignment berechnen.

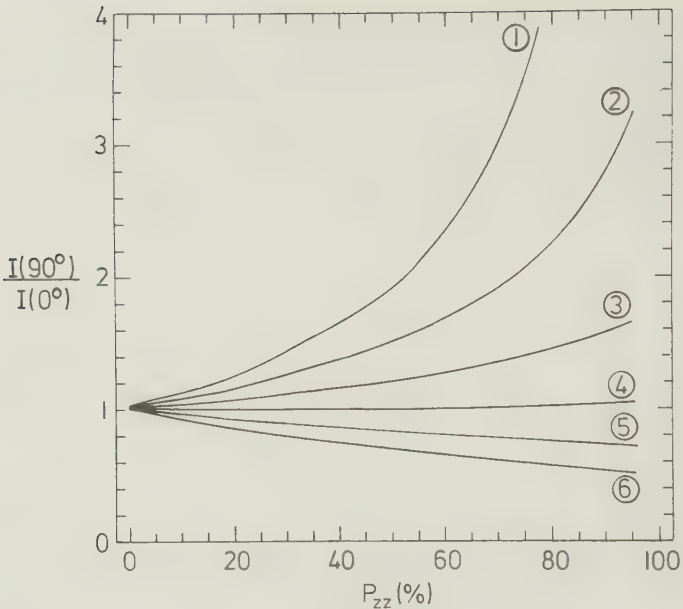


Abb. 5: Zusammenhang zwischen Spinalignment P_{zz} und Anisotropie der Gammastrahlung $I(90^\circ)/I(0^\circ)$ für verschiedene Multipolzusammensetzung: 100% E2(1), 80% E2+20% E1(2), 60% E2+40% E1(3), 40% E2+60% E1(4), 20% E2+80% E1(5) und 100% E1 (6) Strahlung. Die Kurven gelten für $\sigma_x = \sigma_y = \sigma_z$ und hohe Spins ($J \approx 35 \hbar$).

In Abb. 5 ist die Anisotropie der Gammastrahlung in Abhängigkeit vom Spinalignment P_{zz} aufgetragen für reine Quadrupolstrahlung und verschieden starke Beimischungen von gestreckter Dipolstrahlung.

Die Kurven beginnen bei einer Anisotropie von 1 für $P_{zz} = 0$, d.h. die Spinkomponenten sind isotrop verteilt. Mit besser werdender Ausrichtung steigen die Kurven zunächst sehr langsam an, erst bei $P_{zz} > 55\%$ ergeben sich für reine E2-Strahlung Anisotropien über 2. Durch die Beimischung gestreckter E1-Strahlung, die eine Anisotropie unter 1 hat, wird die Anisotropie bei gleichem Alignment abgesenkt.

Durch die Beimischung isotroper, nicht gesteckter Gammastrahlung ergibt sich ein qualitativ ähnliches Bild, allerdings sind stärkere isotrope Beimischungen nötig, um die gleiche Anisotropie zu erreichen.

Aus dem langsamen Anstieg bei niedrigem Alignment folgt unmittelbar, daß man gerade in diesem Bereich sehr genau messen muß und daß man die Multipolarität der Gammastrahlung kennen muß, um verlässliche Aussagen machen zu können.

2.2 Winkelverteilung in der Streuebene

In Abb. 5 wurden mögliche Anisotropien der Gammastrahlung in der Reaktionsebene nicht berücksichtigt. Dies bedeutet, daß die in der Streuebene emittierte Gammastrahlung isotrop ist, d.h., daß die Bestimmung des Spinalignments unabhängig vom Azimutwinkel dasselbe Ergebnis liefert. Dies gilt nur, wenn die Varianzen σ_x und σ_y der Spinverteilung von Gl.(3) gleich sind. Ist dies nicht der Fall, muß über die Winkelverteilung in der Reaktionsebene gemittelt werden, und Abb. 5 behält ihre Gültigkeit.

Bei Untersuchungen zur Reaktionsdynamik spielen mögliche inplane-Asymmetrien eine große Rolle (s. Kap. 7). Eine Größe, die die Unterschiede in den inplane-Spinkomponenten charakterisiert, ist der Asymmetrieparameter P_{xy} :

$$(8) \quad P_{xy} = \left\langle \frac{J_y^2 - J_x^2}{J^2} \right\rangle$$

Wenn P_{xy} verschieden von Null ist, beobachtet man verschieden große Intensitäten in Richtung von σ_x ($\phi = 0^\circ$) und σ_y ($\phi = 90^\circ$). Das Intensitätsverhältnis hängt wiederum vom Multipolcharakter der Gammastrahlung ab. Allgemein gilt, daß höhere Intensität in der Richtung mit kleinerer Varianz auftritt, wenn die Gammastrahlung ein Maximum in der Streuebene hat und umgekehrt.

In Abb. 6 ist die Differenz der Intensitäten bei $\phi = 0^\circ$ und $\phi = 90^\circ$, bezogen auf die mittlere Intensität in der Streuebene als Funktion des Asymmetrieparameters P_{xy} für verschiedene Multipolordnungen aufgetragen.

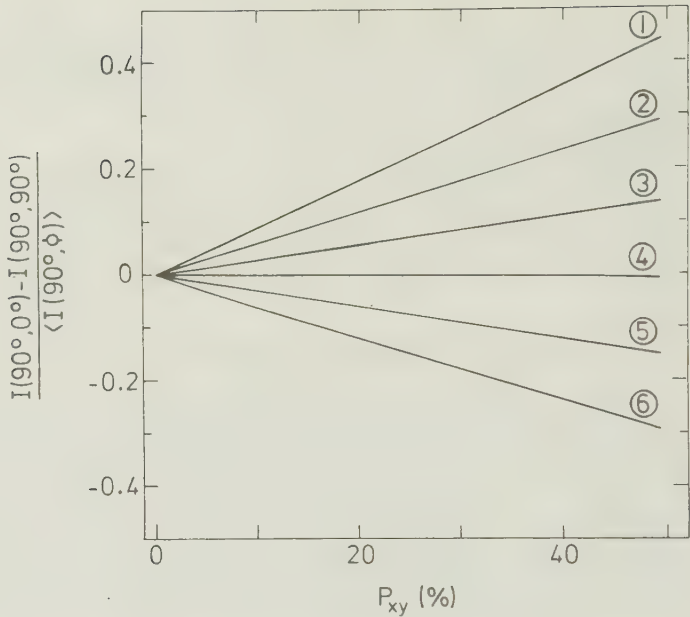


Abb. 6: Intensitätsunterschied der Gammastrahlung in der Streuebene bei $\phi = 0^\circ$ und $\phi = 90^\circ$, bezogen auf die mittlere Intensität in der Streuebene als Funktion des Asymmetrieparameters P_{xy} für verschiedene Multipolmischungen (s. Abb. 5). Die Kurven gelten für $\sigma_x = \sigma_z$ und $J \approx 35 \hbar$.

Die Kurven zeigen einen annähernd linearen Verlauf, wobei die Intensitätsdifferenzen für Quadrupolstrahlung positiv und für Dipolstrahlung negativ sind. Aus dem Vorzeichen kann also schon auf den Multipolcharakter geschlossen werden.

Es zeigt sich auch, daß sich die Intensitäten in der Streuebene nur wenig unterscheiden: für Quadrupolstrahlung, bei der die Differenz den maximalen Effekt hat, ergeben Asymmetrien $P_{xy} = 10 - 20 \%$, als typische Ergebnisse der Spaltexperimente /MOR82/, Anisotropien von 8 - 16 %. Für El-Strahlung ist der Effekt nochmals um den Faktor 2 reduziert. Beimischungen von Strahlung anderer Multipolarität oder nicht gestreckter Strahlung reduzieren den Effekt weiterhin. Die Multipolarität der Gammastrahlung muß also möglichst genau bekannt sein, um aus den Anisotropien auf die Differenzen der Spinkomponenten schließen zu können.

3. Die Experimente

3.1 Detektoren

Die Messungen wurden am VICKSI (Van de Graaf Injektor Cyclo-
tron Kombination für Schwere Ionen) Beschleuniger des
Hahn-Meitner-Instituts für Kernforschung in Berlin durchge-
führt. Freitragende ^{168}Er -Targets von 3 mg/cm^2 Flächendichte
und 98% Isotopenreinheit wurden mit gepulsten ^{20}Ne -Strahlen
von 270 MeV Energie mit Intensitäten von ungefähr 1 TnA be-
schossen (1 Teilchen-Nanoampere entspricht $6.2 \cdot 10^9$ Teil-
chen/s). Die Zeitunschärfe des VICKSI-Strahls betrug etwa
1 ns, und als Pulsabstand wurden 57 ns und 74 ns bei den in
Kap. 3.2.1 bzw. 3.2.2 beschriebenen Experimenten gewählt.

Die gestreuten projektilähnlichen Reaktionsprodukte wur-
den in ΔE - E_{Rest} -Teleskopen registriert, und die koinzidente
Gammastrahlung wurde mit NaJ(Tl)-Szintillationszählern nach-
gewiesen. Bei den gewählten Strahlintensitäten betrug die
Zählrate in den Gammadetektoren ungefähr 30 kHz, was als
Obergrenze tolerierbar war, um einerseits hohe Koinzidenz-
zählrate zu erzielen und andererseits "Pile-Up"-Ereignisse
und zufällige Koinzidenzen zu minimieren. Bei Erhöhung des
Strahlstroms steigt die Zufälligenrate quadratisch an, wäh-
rend die Zahl der echten Koinzidenzen nur linear anwächst.
Da das Verhältnis von zufälligen zu echten Koinzidenzen zur
Zahl der Teilchen pro Strahlpuls proportional ist, liegt es
bei gepulstem Betrieb deutlich ungünstiger als bei Gleich-
strombeschleunigern.

Als Teilchendetektoren wurden Ionisationskammern mit axi-
alsymmetrischem Feldverlauf /KOP77/ verwendet (differentiel-
ler Energieverlust ΔE), an deren Rückwand Si-Oberflächen-
sperrschichtzähler von 20 cm^2 aktiver Fläche montiert waren,
in denen die Ejektile gestoppt wurden (Restenergie E_{Rest}).
Als Zählergas wurde iso-Butan verwendet, in dem der spezifi-
sche Energieverlust der nachgewiesenen Teilchen höher ist
als in dem üblicherweise verwendeten Argon-Methan Gemisch.
Die Ionisationskammern wurden im Durchfluß betrieben, um zu
verhindern, daß die Konzentration von Sauerstoff, der durch
Undichtigkeiten der Zuleitungen in das Zählergas gelangen

kann und die Auflösung verschlechtert, zu hoch wird. Durch einen elektronischen Durchflußregler wurde der Druck in den Kammern auf 120 Torr konstant gehalten.

Die Ionisationskammern können Zählraten für schwere Ionen von einigen kHz ohne Verschlechterung der Auflösung verarbeiten. Allerdings verschlechtern Sekundärelektronen, die bei der hohen Einschußenergie in einer großen Zahl aus dem Target herausgeschlagen werden und in die Ionisationskammern gelangen, die Auflösung beträchtlich. Um dies zu verhindern, wurde eine Hochspannung von ungefähr 10 kV an den Targethalter angelegt, mit der die Sekundärelektronen abgesaugt wurden.

In dem ersten Experiment zur Bestimmung der Anisotropie der Gammastrahlung in Richtung der Streunormalen ("out-of-plane") waren die Teilchendetektoren unter einem Winkel von 35° zur Strahlrichtung aufgestellt, und in dem zweiten Experiment zur Untersuchung der Anisotropie in der Streuebene ("inplane") unter Winkeln von 25° und 55° . Durch kreisförmige Blenden am Eintrittsfenster der Ionisationskammern wurde der akzeptierte Winkelbereich auf $\pm 5^\circ$ beschränkt, der Raumwinkel betrug dadurch 24 msr. Die Größe der Blenden war so gewählt, daß die Randzonen der Halbleiterzähler ausgeblendet waren.

Um den Effekt von Reaktionen an leichten Targetverunreinigungen wie Kohlenstoff und Sauerstoff korrigieren zu können, wurden Vergleichsmessungen mit einem Li_2O -Target auf Kohlenstoffbacking durchgeführt.

Als Gammadetektoren wurden bei der out-of-plane-Messung zwei $5'' \times 6''$ - und bei der Inplane-Messung drei $4'' \times 4''$ - NaJ(Tl) -Kristalle verwendet. An der Stirnfläche der Zähler waren 8 cm dicke Bleikollimatoren angebracht, die die Öffnungswinkel auf $\pm 7^\circ$ begrenzten. Die Kristalle waren in 2 cm dicke Bleizylinder eingepackt, um das Hereinstreuen von Untergrundstrahlung zu verhindern. Die Verstärkung der Gammadetektoren wurde durch eine elektronische Regeleinheit, die als Referenzsignal eine durch eine Leuchtdiode eingespeiste Pulserlinie hatte, konstant gehalten.

Die Experimente wurden in einer kleinen, kugelförmigen Streukammer durchgeführt, an die die Ionisationskammern direkt angeflanscht wurden. Die hintere Hemisphäre dieser Kammer, die für den Nachweis der Gammastrahlung zur Verfügung stand, bestand aus nur 3 mm dickem Aluminium, um die Absorption der Gammastrahlung möglichst gering zu halten.

3.2 Meßgeometrie

3.2.1 Anisotropie der Gammastrahlung senkrecht zur Streuebene

Wie in Kap. 2 gezeigt wurde, muß man insbesondere bei niedrigem Spinalignment die Anisotropie der Gammastrahlung sehr genau messen. Zu diesem Zweck wurde ein doppelt-symmetrischer Versuchsaufbau gewählt, wie ihn Abb. 7 schematisch zeigt.

Zwei Ionisationskammern ("IK"), die jeweils unter 35° zur Strahlrichtung aufgestellt waren, spannten zwei zueinander senkrechte Streuebenen auf, in denen die beiden 5×6 " (12.7 cm * 15.2 cm) NaJ(Tl)-Detektoren unter 90° zur Strahlachse stehen. In dieser Anordnung steht bezüglich jeder Ionisationskammer ein Gammadetektor in Richtung der Streunormalen, und der andere senkrecht dazu in der Streuebene.

Die Koinzidenzzählrate N^C im Gammazähler ist gegeben durch die Zählrate im Teilchendetektor N^S , die Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ des Gammazählers, die Anzahl der Gammaquanten M_γ , die pro Ereignis emittiert werden ("Gammamultiplizität"), und die Winkelverteilung $W(\theta, \phi)$ der Gammastrahlung:

$$(9) \quad N^C = N^S \epsilon M_\gamma W(\theta, \phi)$$

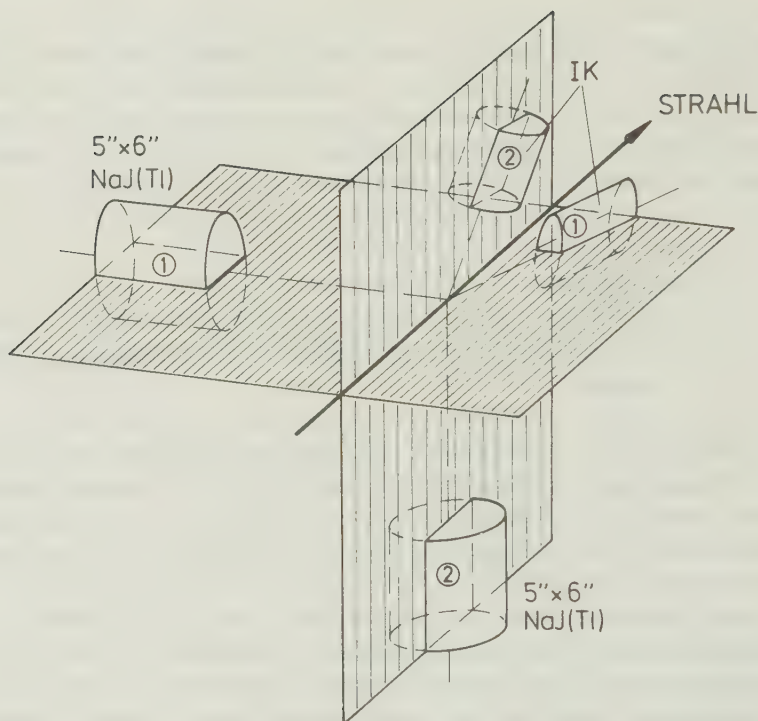


Abb. 7: Schematische Darstellung des doppelt-symmetrischen Versuchsaufbaus mit zwei Teilchen- und zwei Gammadektoren zur Bestimmung der out-of-plane-Anisotropie. Zusammen mit der Strahlrichtung definieren die beiden Ionisationskammern IK 1 und IK 2 zwei zueinander senkrechte Streuebenen.

Die Intensität in der Streuebene ($\theta=90^\circ, \phi=90^\circ$) läßt sich mit der Anordnung nach Abb. 7 zweimal bestimmen, zum einen aus der Koinzidenzzählrate N_{11}^C , die in NaJ 1 in Koinzidenz mit der Ionisationskammer IK 1 registriert wird, und zum anderen aus der Koinzidenzzählrate N_{22}^C , die in NaJ 2 in Koinzidenz mit der Ionisationskammer IK 2 registriert wird:

$$(10) \quad W(\theta=90^\circ, \phi) = \frac{N_{11}^C}{N_1^S \epsilon_1 M_Y} = \frac{N_{22}^C}{N_2^S \epsilon_2 M_Y}$$

Ebenso ergibt sich die Intensität in Richtung der Streunormalen ($\theta=0^\circ$) aus der Koinzidenz von NaJ 1 mit IK 2, bzw. von NaJ 2 mit IK 1:

$$(11) \quad W(\theta=0^\circ) = \frac{N_{12}^c}{N_1^s \epsilon_2 M_Y} = \frac{N_{21}^c}{N_2^s \epsilon_1 M_Y}$$

Damit ergibt sich die Anisotropie $A = I(\theta=90^\circ, \phi)/I(\theta=0^\circ)$ lediglich als der Quotient aus den Koinzidenzzählraten in den Gammadetektoren, frei von der Nachweiswahrscheinlichkeit der verwendeten NaJ(Tl)-Kristalle:

$$(12) \quad A = \sqrt{\frac{N_{11}^c}{N_1^s \epsilon_1 M_Y} \cdot \frac{N_{22}^c}{N_2^s \epsilon_2 M_Y}} / \left(\frac{N_{12}^c}{N_1^s \epsilon_2 M_Y} \cdot \frac{N_{21}^c}{N_2^s \epsilon_1 M_Y} \right) = \sqrt{\frac{N_{11}^c \cdot N_{22}^c}{N_{12}^c \cdot N_{21}^c}}$$

Eine doppelt-symmetrische Anordnung ergibt sich nur, wenn die Gammadetektoren in einer Ebene senkrecht zur Strahlachse aufgestellt sind. Stellt man einen Detektor in der Streuebene unter einem anderen Azimutwinkel als 90° auf, so steht er für einen Teilchendetektor in der zur Reaktionsebene senkrechten Ebene nicht in Richtung der Streunormalen. Mit einem doppelt-symmetrischen Aufbau läßt sich die Intensität in der Streuebene also nur an einem Punkt bestimmen. Die Abhängigkeit der Intensitätsverteilung von Azimutwinkel in der Streuebene wurde daher separat untersucht (s. Kap. 3.2.2). Bei dieser Messung, die bei Streuwinkeln von 25° und 55° durchgeführt wurden, war zusätzlich zu den Gammadetektoren in der Streuebene ein NaJ(Tl)-Kristall in Richtung der Streunormalen aufgestellt, so daß auch für diese Streuwinkel die out-of-plane-Anisotropie untersucht werden konnte. Im Gegensatz zur doppelt-symmetrischen Messung war es hierbei aber entscheidend, die Nachweiswahrscheinlichkeit der verwendeten Detektoren sehr genau zu kennen (s. Kap. 3.5).

3.2.2 Anisotropie der Gammastrahlung in der Streuebene

Um die Winkelverteilung der Gammastrahlung in der Reaktionsebene genau festlegen zu können, muß man die Intensitätsverteilung an genügend Positionen bestimmen. Dabei genügt es, einen Winkelbereich von 180° zu erfassen. In einer Reaktion, bei der durch die Impulsvektoren $\mathbf{p}_i$ und $\mathbf{p}_f$ von Eingangs- und Ausgangskanal die Streuebene festgelegt ist, besteht aus Paritätsgründen Reflexionssymmetrie bezüglich dieser Ebene /BOH59/. Da eine Reflexion als Paritätsinversion mit anschließender Drehung um den Winkel von 180° um die Streunormale $\mathbf{z} = \mathbf{p}_i \times \mathbf{p}_f$ dargestellt werden kann, folgt, daß die Winkelverteilung in der Reaktionsebene 180° -Symmetrie haben muß.

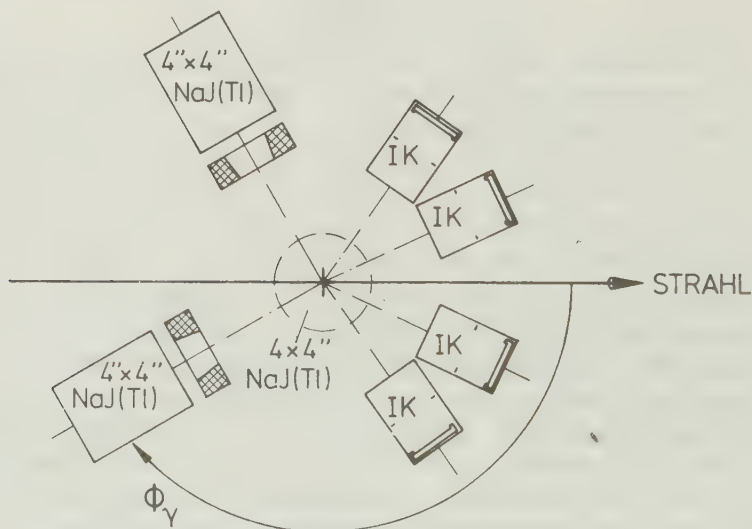


Abb. 8: Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus zur Messung der inplane-Winkelkorrelation.

Abb. 8 zeigt schematisch den im vorliegenden Experiment verwendeten Aufbau. Die Messung erfolgte bei Teilchenstreuwinkeln von 25° und 55° , um mögliche Veränderungen der Winkelkorrelation mit dem Streuwinkel zu studieren. Für den

Teilchennachweis wurden bei beiden Streuwinkeln jeweils zwei Ionisationskammern verwendet, die symmetrisch zur Strahlrichtung aufgebaut waren.

Die Gammastrahlung in der Reaktionsebene wurde mithilfe zweier 4"×4" (10.2 cm×10.2 cm) NaJ(Tl)-Kristalle nachgewiesen, die im Winkelbereich zwischen 90° und 270° frei drehbar aufgestellt waren (Die 0°-Richtung wird durch den einlaufenden Strahl definiert). Ein dritter 4"×4" NaJ(Tl)-Detektor, der in Richtung der Streunormalen stand, diente zur Messung der out-of-plane-Anisotropie. Außerdem erwies es sich als günstig, die Zählrate der Gammadetektoren in der Streuebene auf die Zählrate in dem festen out-of-plane-Zähler zu normieren. Die Teilchen-Nachweismwahrscheinlichkeiten fallen zwar schon in dem Verhältnis von Koinzidenzrate zur freien Teilchenzählrate (Gl. 9,10) heraus, doch wird man durch die Division durch die out-of-plane-Koinzidenzrate frei von den Beiträgen leichter Targetverunreinigungen, die im Lauf des Experiments variieren können.

1.5 mm dicke Cadmiumbleche vor den Kollimatoröffnungen dienten zur Absorption niederenergetischer Gamma- und Röntgenstrahlung. Die beiden inplane-Detektoren wurden auf einer kreisförmigen Schiene geführt, durch die der Abstand der Zähler vom Target bei Änderung der Winkelposition konstant gehalten wurde. Die relativen Positionen der beiden NaJ(Tl)-Kristalle in der Reaktionsebene wurden so gewählt, daß keine Rückstreuung von einem Detektor in den anderen möglich war.

Mit der verwendeten Anordnung aus jeweils zwei symmetrisch zur Strahlrichtung aufgestellten Teilchenzählern und zwei NaJ(Tl)-Kristallen in der Streuebene, läßt sich die Winkelverteilung gleichzeitig an vier Positionen bestimmen (d.h. für vier verschiedene Differenzwinkel zwischen Teilchen- und Gammazählern), sofern die Gammazähler unter verschiedenen Azimutwinkeln stehen. Werden sie dagegen ebenfalls symmetrisch zur Strahlachse aufgestellt, läßt sich das Ergebnis dieser beiden Positionen überprüfen und mögliche Fehlerquellen können eliminiert werden.

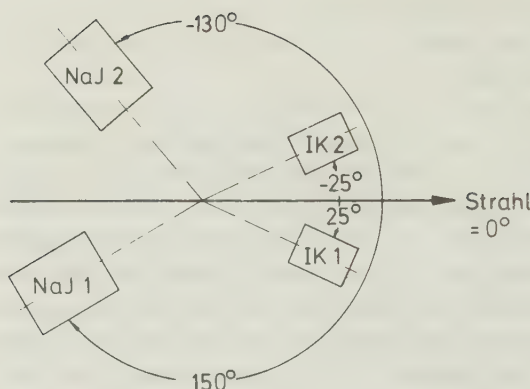


Abb. 9: Schemazeichnung des experimentellen Aufbaus bei der Messung der inplane-Winkelverteilung zur Definition des Korrelationswinkels ϕ_γ .

Abb. 9 soll die Zählung des inplane-Korrelationswinkels ϕ_γ an einem Beispiel verdeutlichen. Die beiden Ionisationskammern IK 1 und IK 2 sind unter Winkeln von 25° bzw. -25° zur Strahlrichtung aufgestellt, und die beiden NaJ(Tl)-Kristalle unter Winkeln von 150° bzw. -130° . Der Winkel ϕ_γ wird von der Strahlachse in Richtung der Ionisationskammer gezählt, zu der ein koinzidentes Gammaquant nachgewiesen wurde. Wenn NaJ 1 in Koinzidenz mit IK 1 angesprochen hat, beträgt ϕ_γ 150° . Wenn dagegen NaJ 2 in Koinzidenz mit IK 1 angesprochen hat, ist ϕ_γ 230° . Bei einer Koinzidenz von IK 2 mit NaJ 2 beträgt ϕ_γ 130° , und wenn NaJ 1 zusammen mit IK 2 angesprochen hat, ist ϕ_γ 210° . Durch die vier Koinzidenzzählraten ist somit die Winkelverteilung an vier Punkten bestimmt.

Als Kompromiß zwischen der Anforderung, einerseits möglichst viele Punkte zu messen und andererseits möglichst viele Überprüfungsmöglichkeiten zu haben, wurden zwei asymmetrische Aufstellungen bei Winkeln von 90° ($\phi_\gamma=90^\circ$ und 270°) und -130° ($\phi_\gamma=130^\circ$ und 230°), bzw. 110° ($\phi_\gamma=110^\circ$ und 250°) und -142.5° ($\phi_\gamma=142.5^\circ$ und 217.5°) gewählt. Zusätzlich wurde eine Messung mit einer symmetrischen Aufstellung bei Winkeln von 155° und -155° ($\phi_\gamma=155^\circ$ und 205°) durchgeführt. Durch diese drei Messungen wurde die Intensitätsverteilung an insgesamt 10 Punkten in der Streuebene bestimmt. Durch die Aufstellung unter 90° (270°) konnte überprüft werden, ob die Winkelverteilung die geforderte 180° -Symmetrie erfüllte.

Sowohl bei der Messung der out-of-plane-Anisotropie als auch bei der inplane-Messung wurde zusätzlich zu der Koinzidenzzählrate in den Gammadetektoren auch die freie Teilchenrate registriert, die zur Bestimmung der Gammamultiplizität erforderlich ist (s. Kap. 5). Durch die gleichzeitige Messung beider Zählraten hat man den Vorteil, daß das Verhältnis aus Koinzidenzzählrate zur freien Rate unabhängig ist von der Teilchen-Nachweiswahrscheinlichkeit. Bei Messungen, in denen verschiedene Teilchendetektoren kombiniert werden, ist es entscheidend wichtig, daß Unsymmetrien in den Koinzidenzraten nicht durch Unsymmetrien im Teilchennachweis vertuscht werden. Durch die Quotientenbildung wird diese Fehlerquelle eliminiert. Dagegen muß die Nachweiswahrscheinlichkeit der Gammadetektoren genau bekannt sein (insbesondere mögliche Veränderungen bei Änderung der Position). Deshalb wurden die Gamma-Nachweiswahrscheinlichkeiten mithilfe von Eichquellen bestimmt (s. Kap. 3.5).

3.3 Elektronik, Datenaufnahme

Die von den Detektoren ankommenden Signale wurden mit Standardelektronik-Einschüben weiterverarbeitet und auf die ADC's des PDP11-Datenaufnahmesystems des VICKSI-Labors gegeben. Die Daten wurden ereignisweise auf Magnetplatte geschrieben und konnten später im Replay unter verschiedenen Bedingungen ausgewertet werden.

Einige Besonderheiten der Elektronik sollen am Beispiel der inplane-Messung näher erläutert werden (Abb. 10). Bei der out-of-plane-Messung wurde ein analoger Aufbau verwendet. Da durch das Datenaufnahmesystem nur maximal 12 ADC's zur Verfügung stehen, wurden die ΔE -Signale der Ionisationskammern zusammengeführt und in ein gemeinsames ADC eingespeist. Die Zuordnung des ΔE -Signals zur richtigen Ionisationskammer erfolgte durch das Restenergiesignal des Halbleiterzählers. Die linearen Signale der Halbleiterzähler wurden nach den Hauptverstärkern direkt auf die ADC's gegeben. Die Energiesignale der Gammadetektoren wurden nach den Hauptverstärkern durch eine elektronische Regeleinheit ("GS

1000") geführt, die Verstärkungsschwankungen der Elektronenvervielfacherröhren ausgleicht.

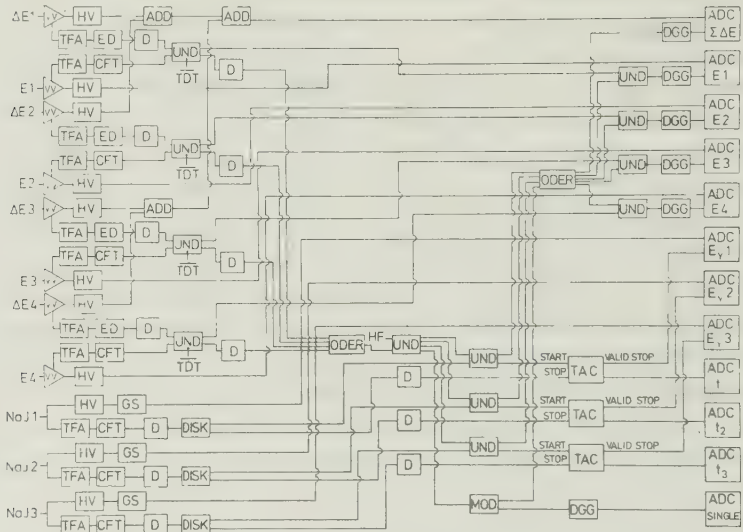


Abb. 10: Schaltbild des elektronischen Aufbaus für eine Koinzidenzmessung mit 4 Teilchen- und 3 Gammadetektoren.

Verwendete Abkürzungen:

VV :Vorverstärker

HV :Hauptverstärker

TFA :Zeitsignalverstärker("Timing Filter Amplifier")

ADD :Linearer Addierer

ED :Einkanaldiskriminator

CFT :Constant Fraction Trigger

TDT :Totzeitsignal des Computersystems("Total Deadtime")

GS :Verstärkungstabilisierer("Gain Stabilizer")

D :Verzögerungsleitung("Delay")

UND :Koinzidenzeinheit

ODER :Logischer Addierer

DISK :Schneller Diskriminator

TAC :Zeit-Pulshöhenkonverter("Time-Amplitude Converter")

MOD :Frequenzteiler("Moderator")

DGG :Delay and Gate Generator

ADC :Analog-Digital Konverter

In den schnellen Kreisen der Teilchendetektoren wurde zunächst die Koinzidenz zwischen ΔE - und E_{Rest} -Signalen verlangt. Da ein Großteil der nachgewiesenen Teilchen Protonen und α -Teilchen aus Fusionsreaktionen sind, die hier nicht interessierten, wurden diese durch einen Einkanaldiskriminator ("ED") im ΔE -Kreis unterdrückt.

Die vier koinzidenten Signale der Ionisationskammern wurden zusammengeführt ("ODER"), und mit diesem Signal wurde die Koinzidenz mit dem Referenzsignal des Zyklotrons ("HF") verlangt, d.h. die Teilchendetektoren wählten den zur Reaktion zugehörigen Strahlpuls aus. Durch einen Frequenzteiler ("MOD") wurde diese freie Teilchenrate um einen Faktor 100 untersetzt und auf ein ADC gegeben, das die Anzahl der freien Teilchen zählte. Bei gleichzeitiger Messung von freien ("Singles") und gammakoinzidenten Teilchen haben beide Ereignistypen unterschiedliche Computertotzeit zur Folge, da die Pulsabstände der untersetzten Teilchen nicht mehr statistisch verteilt sind. Um für beide Ereignistypen gleiche Bedingungen zu haben, wurde die Verarbeitung der Signale bereits in den Koinzidenzeinheiten gestoppt, wenn gleichzeitig das Totzeitsignal des Computers ("TDT") anlag.

Daneben wurde die Teilchenrate, die die Zeitinformation des Zyklotron-Referenzsignals trägt, benutzt, um in Koinzidenz mit den schnellen NaJ-Signalen die TAC's zu starten, d.h. es wurde die Zeit zwischen dem Strahlpuls und dem Gammaquant gemessen. Das Stop-Signal wurde durch die verzögerte freie Gammazählrate geliefert. Die "Valid-Stop"-Ausgänge der TAC's wurden verwendet, um die ADC's für die Energiesignale der Gammadetektoren zu öffnen. Das ADC für die ΔE -Signale wurde geöffnet, wenn eine Teilchen-Gamma-Koinzidenz vorlag oder der Untersetzer ein Signal gegeben hatte. Bei den ADC's für die E_{Rest} -Signale wurde zusätzlich verlangt, daß die zugehörige Ionisationskammer angesprochen hatte.

3.4 Eichungen, Datenanalyse

Die Energieeichnung der Gammadetektoren wurde mithilfe radioaktiver Linienquellen wie ^{57}Co , ^{60}Co , ^{88}Y und ^{203}Hg durchgeführt. Bei der inplane-Messung waren zur Bestimmung der Gamma-Nachweiswahrscheinlichkeit eine ^{60}Co - und ^{88}Y -Quelle auf dem Targethalter montiert, so daß diese Quellen-Gammaquanten gleichzeitig mit denen der Reaktionsprodukte registriert wurden. Durch das Setzen von Fenstern in den Zeitspektren (Abb. 13) auf die Bereiche zwischen den Strahlungspulsen dominieren in den Gammaenergiespektren die Linien aus den Eichquellen. An den Cadmiumblechen finden stets (n,γ) -Reaktionen statt, bei denen Gammaquanten von 95.9 keV, 171 keV, und mehrere Linien zwischen 400 keV und 500 keV bzw. zwischen 630 keV und 655 keV emittiert werden /BÄC66/, die ebenfalls zur Energieeichnung herangezogen wurden. Die Linien zwischen 400 keV und 500 keV bzw. 630 keV und 655 keV konnten nicht mehr aufgelöst werden (Energieauflösung der NaJ-Detektoren $\approx 7\%$ bei $E_\gamma = 1333$ keV) und erschienen jeweils als breite Verteilungen. Deren Schwerpunkte wurden mit den aus den Literaturangaben berechneten Linienschwerpunkten gleichgesetzt. Mit diesen Maßnahmen konnten die leichten Verstärkungsschwankungen, die trotz Stabilisierung mit dem LED-Pulser auftraten, korrigiert werden.

Abb. 11 zeigt in logarithmischer Auftragung ein Gamma-spektrum, das in Koinzidenz zu $Z = 6$ Ejektilen der Reaktion $270 \text{ MeV } ^{20}\text{Ne} + ^{168}\text{Er}$ bei einem Streuwinkel von 35° mit einem $5'' \times 6''$ NaJ(Tl)-Detektor aufgenommen wurde. Bei tiefen Gamma-energien steigt die Intensität sehr steil an und erreicht den Maximalwert bei Energien von ungefähr 600 keV. Bei dieser Energie liegen die Yrast-Übergänge im schweren Fragment. Zu höheren Energien hin nimmt die Intensität dann wieder ab und geht bei Energien oberhalb von 2 MeV in einen exponentiellen Abfall über. Diese Übergänge werden sogenannten statistischen Gamma's zugeschrieben, die vom Bereich hoher Niveaudichten in den Fragmenten zur Yrastlinie hin erfolgen. Dem exponentiellen Abfall sind Strukturen überlagert, die verschiedenen Kohlenstoffisotopen zugeordnet werden können.

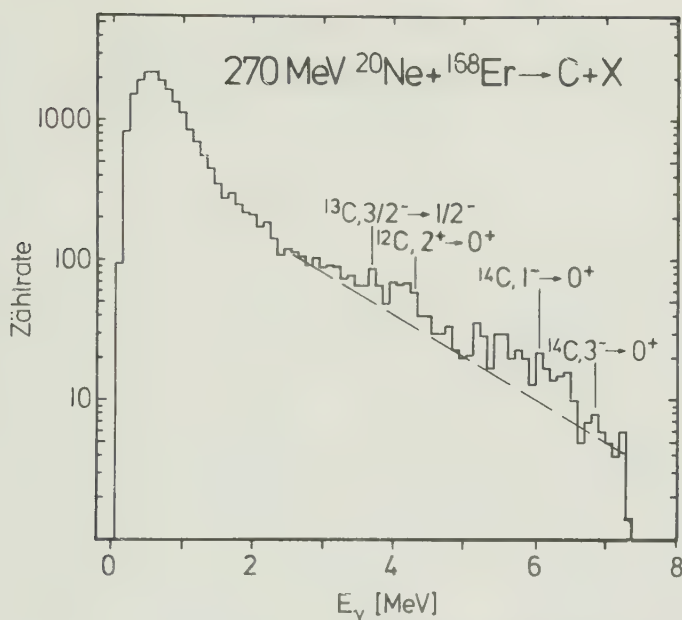


Abb. 11: Energiespektrum der in Koinzidenz zu $Z=6$ -Ejektilen nachgewiesenen Gammastrahlung. Dem exponentiellen Abfall des Gammaspektrums bei Energien oberhalb 2 MeV sind Strukturen überlagert, die verschiedenen Kohlenstoffisotopen zugeordnet werden können.

Um die Anzahl von Neutronen abzuschätzen, die in das gewählte prompte Zeitfenster fallen, wurde eine Messung durchgeführt, bei der die Kollimatoröffnungen der Gammadetektoren durch 10 cm dickes Blei verschlossen waren, so daß nur noch Neutronen registriert wurden. Aus dieser Messung wurde die Form des Neutronen-Flugzeitspektrums bestimmt. Mit diesen Parametern wurden dann gleichzeitig der prompte Gammapeak und das Neutronenspektrum gefittet. Es zeigte sich, daß der Anteil von Neutronen in dem prompten Zeitfenster ungefähr 8 % betrug.

Die Festlegung des Reaktionskanals erfolgte durch die Identifizierung der projektilähnlichen Fragmente in den ΔE - E_{Rest} -Teleskopen. Aus der Kenntnis von differentiellm Energieverlust ΔE und Restenergie E_{Rest} kann mithilfe der Bethe-Bloch Formel:

$$(13) \quad \Delta E \sim Z^2 M$$

die Kernladungszahl Z bestimmt werden; die Auflösung der Ionisationskammern war nicht ausreichend, um einzelne Isotope trennen zu können.

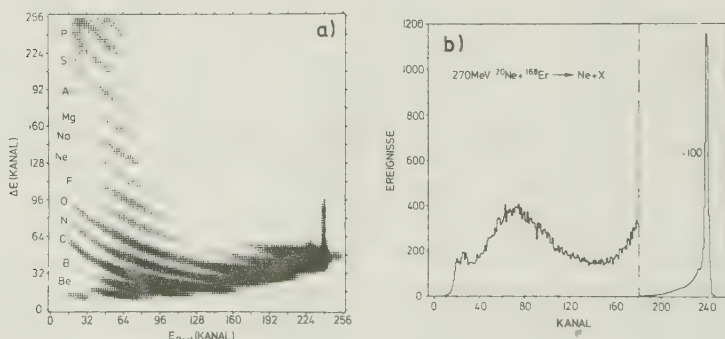


Abb. 12: 270 MeV $^{20}\text{Ne} + ^{168}\text{Er}$, $\theta_{\text{Lab}} = 25^\circ$

a): ΔE - E_{Rest} -Matrix. Die Eichungen von ΔE - und E_{Rest} -Achse sind sehr unterschiedlich. Die Länge der E_{Rest} -Achse umfaßt rund 250 MeV, die der ΔE -Achse rund 55 MeV.

b): Projektion der Ejektile mit Kernladungszahl $Z=10$ auf die E_{Rest} -Achse. Bei diesem Streuwinkel dominiert die elastische Streuung; um den Verlauf des Spektrums bei niedrigen Energien sichtbar zu machen, wurde die Zählrate in dem gekennzeichneten Bereich um den Faktor 100 untersetzt.

Aus den ΔE - und E_{Rest} -Signalen wurde eine Matrix angelegt, deren eine Koordinate der differentielle Energieverlust und deren andere Koordinate die im Halbleiterzähler deponierte Restenergie war (Abb. 12,a)).

In dieser Darstellung liegen die Ejektile einer Kernladungszahl auf Hyperbeln. Die Identifizierung des Neon-Kanals erfolgte aufgrund der Ereignisse aus elastischer Streuung; die anderen Ejektilsorten konnten durch Abzählen bestimmt werden.

Ein gutes Teilchenereignis wurde akzeptiert, wenn in Koinzidenz zu einem ΔE -Signal nur ein E_{Rest} -Signal registriert wurde. Dann wurde geprüft, ob dazu koinzident ein Gammaquant nachgewiesen wurde, oder ob es ein freies Ereignis war. Für koinzidente Ereignisse wurde im Zeitspektrum (Abb. 13) geprüft, ob es sich um ein promptes oder zufälliges Ereignis handelte. Je nach Ereignistyp wurden 2 verschiedene mehrdimensionale Matrizen angelegt, in denen die Kernladungszahl Z , die Restenergie E_{Rest} und die Nummer des Teilchendetektors, bei koinzidenten Ereignissen zusätzlich die Gammaenergie E_{γ} , die Nummer des NaJ(Tl)-Kristalls und eine logische Größe, die angab, ob es ein promptes oder zufälliges Ereignis war, aufgeschrieben wurde. Aus diesen Matrizen konnten durch Setzen geeigneter Schnitte die gewünschten Größen (Anisotropien) berechnet werden, wobei zunächst grundsätzlich die Koinzidenzzählrate auf zufällige Koinzidenzen korrigiert wurde.

In den Experimenten wurde die durch die Ejektile in den Halbleiterzählern deponierte Restenergie E_{Rest} bestimmt. Um daraus die Reaktions-Q-Werte zu gewinnen, wurden relativistische Kinematikrechnungen unter der Annahme von Zweikörperkinematik durchgeführt. Die Energieverluste der projektilähnlichen Fragmente im Target, in der Fensterfolie und dem Gasraum der Ionisationskammer und in den Kontaktierungsschichten der Halbleiterzähler wurde mithilfe von Tabellenwerten /NOR70, ZIE80/ berechnet. Ausgehend von den elastisch gestreuten Projektilen konnte damit eine Q-Wert-Eichung gewonnen werden.

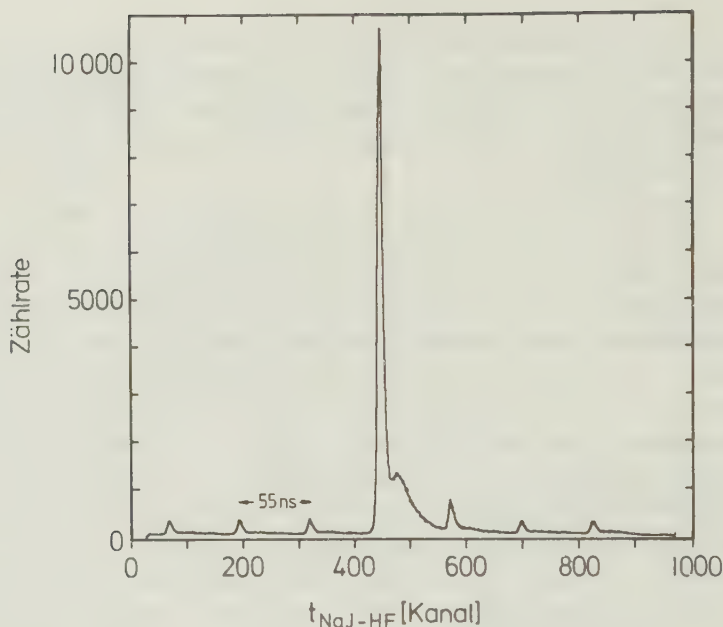


Abb. 13: Zeitliche Verteilung der in einem NaJ-Detektor registrierten Ereignisse. Die Zeitauflösung betrug ungefähr 5 ns. Der hohe Peak in der Mitte des Spektrums stammt von prompten Signalen, die breite Verteilung rechts daneben von Neutronen, die aufgrund der Flugzeit abgetrennt werden konnten. Die Peaks rechts und links davon stammen aus zufälligen Koinzidenzen mit anderen Strahlpulsen. Der Zeitbereich war so groß gewählt, um die mittlere Zahl der zufälligen Koinzidenzen möglichst genau bestimmen zu können.

3.5 Nachweiswahrscheinlichkeit der Gammadetektoren

Im Gegensatz zur Bestimmung der out-of-plane-Anisotropie, bei der man wegen des doppelt-symmetrischen Aufbaus frei ist von den Nachweiswahrscheinlichkeiten der NaJ(Tl)-Kristalle, war es für die Messung der Winkelkorrelation in der Streuebene entscheidend, die Nachweiswahrscheinlichkeiten der Gammadetektoren bei den einzelnen Winkelstellungen möglichst genau zu kennen. Dazu wurde der Umstand ausgenutzt, daß die

^{60}Co - und ^{88}Y -Quellen jeweils zwei Gammaquanten in einer Kaskade aussenden. Wenn man in einem Zähler eines davon nachweist, weiß man, daß dazu mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit (s. Tab. 2) ein weiteres emittiert wurde. Die Koinzidenzzählrate N^c in einem Detektor ist somit gegeben durch das Produkt aus der Singles-Gammazählrate N^s im anderen Detektor, der gesuchten Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ , der Winkelkorrelation $W(\vartheta)$ für die Kaskade und der Wahrscheinlichkeit P für die Emission eines zweiten Gammaquants:

$$(14) \quad N^c = N^s \cdot \epsilon \cdot W(\vartheta) \cdot P$$

Die Winkelkorrelation $W(\vartheta)$ wird zweckmäßigerweise nach Legendrepolyomen entwickelt:

$$(15) \quad W(\vartheta) = 1 + A_2 \cdot P_2(\cos \vartheta) + A_4 \cdot P_4(\cos \vartheta)$$

wobei P_2 und P_4 die Legendrepolynome 2. bzw. 4. Grades sind. Aufgrund der endlichen Detektoröffnungen wird diese Winkelkorrelation abgeschwächt. Dies wurde berücksichtigt, indem die Winkelkorrelation über beide Raumwinkel der Gammadetektoren integriert wurde.

Die relevanten Daten für die Quellen können der Literatur /MAR70,TAY71/ entnommen werden und sind in Tab. 2 zusammengestellt.

Zusätzlich zu dieser Koinzidenzmethode kann die Intensität der Gammalinien relativ zur Intensität der zur Verstärkungsstabilisierung eingespeisten Pulserlinie bestimmt werden.

Zu Anfang und Ende jedes Runs wurden die Quellen in die Targetposition gebracht und die koinzidenten Ereignisse für alle 3 Detektoren miteinander gemessen. Zweckmäßigerweise legt man eine 2-dimensionale Matrix an, deren Achsen die in zwei Detektoren registrierte Energie sind. In Abb. 14,a) ist eine solche Matrix für einen inplane-Detektor (NaJ 1) in Koinzidenz mit dem out-of-plane-Detektor (NaJ 3) gezeigt. Die Lage aller Photolinien und der Compton-gestreuten Gammaquanten ist in dieser Darstellung deutlich zu erkennen.

Tab. 2: Daten der ^{60}Co - und ^{88}Y -Quellen.

Quelle	^{60}Co	^{88}Y
Kaskade	$4^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$	$3^- \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$
Energien(keV)	1173.23/1332.52	898.04/1836.13
Intensität pro Zerfallsakt (%)	99.88/100	93.4/99.37
Koeffizienten der Winkelkorrelation	A_2 : 0.10204 A_4 : 0.00970	A_2 : -0.07143 A_4 : 0.0

Durch Setzen eines zweidimensionalen Fensters auf eine Linie in einem Detektor und Projektion des Fensterinhalts auf die Energieachse des anderen Detektors erhält man das zu dieser Linie koinzidente Spektrum. Da gleichzeitig mit den Koinzidenzen auch die Singles gemessen wurden, kann man aus dem Verhältnis von Koinzidenz- und Singles-Zählrate den Absolutwert der Nachweiswahrscheinlichkeit bestimmen.

In Abb. 14,b) ist das Ergebnis dieser Messungen für die Photopeak-Nachweiswahrscheinlichkeit der drei verwendeten Gammadetektoren dargestellt, wobei jeweils die Ergebnisse für die Koinzidenz mit den beiden anderen Zählern gemittelt wurde. Die senkrechten gestrichelten Linien geben an, wann die Winkelposition verändert wurde. Die offenen Symbole zeigen das Ergebnis der Koinzidenzmessung, die geschlossenen Symbole wurden gewonnen durch den Vergleich der Intensität der Gammalinien mit der Intensität der Pulserlinie. Bei diesem Verfahren wurden die Absolutwerte auf den Mittelwert der durch die Koinzidenzmessung gewonnenen Nachweiswahrscheinlichkeiten bezogen.

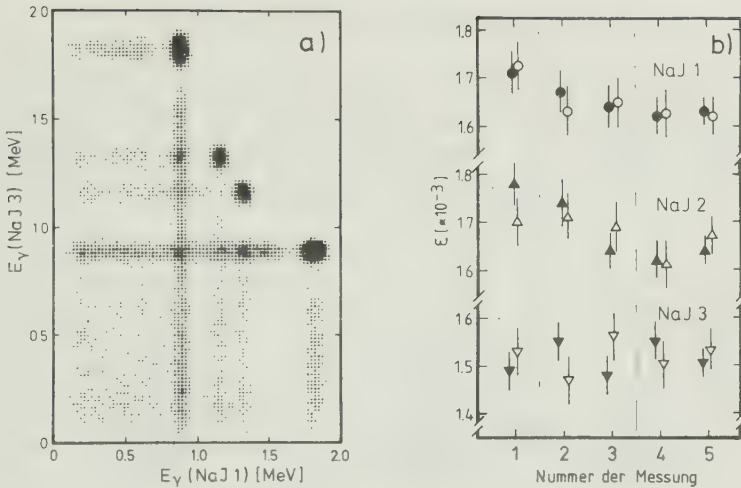


Abb. 14: Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeiten der Gammadetektoren.

a): Korrelationsmatrix für einen inplane-Detektor (NaJ 1) mit dem out-of-plane Detektor (NaJ 3), aufgenommen mit einer ^{60}Co - und einer ^{88}Y -Quelle.

b): Photopeak-Nachweiswahrscheinlichkeiten für die Linie bei 898 keV von ^{88}Y . Offene Symbole: aus der Koinzidenzmessung gewonnene Nachweiswahrscheinlichkeiten, geschlossene Symbole: Nachweiswahrscheinlichkeit aus der Linienintensität relativ zur Intensität der Pulserlinie.

Für den out-of-plane-Detektor (NaJ 3), der nicht bewegt wurde, schwankt die Nachweiswahrscheinlichkeit um einen konstanten Wert; für die beiden inplane-Zähler (NaJ 1 und NaJ 2) nimmt die Nachweiswahrscheinlichkeit im Laufe des Experiments ab, allerdings sind die Abweichungen sehr klein.

Durch die Kombination der beiden beschriebenen Verfahren ergibt sich ein Fehler von 1 % bis 2 % in der Bestimmung der relativen Photopeak-Nachweiswahrscheinlichkeiten bei Änderung der Winkelpositionen.

4. Energie- und Ladungsverteilung der Ejektile

Aus der Energie- und Ladungsverteilung der Ejektile bei verschiedenen Streuwinkeln (Abb. 15) erhält man einen ersten Überblick über die charakteristischen Züge der Reaktion $^{20}\text{Ne} + ^{168}\text{Er}$ bei einer Einschußenergie von 270 MeV.

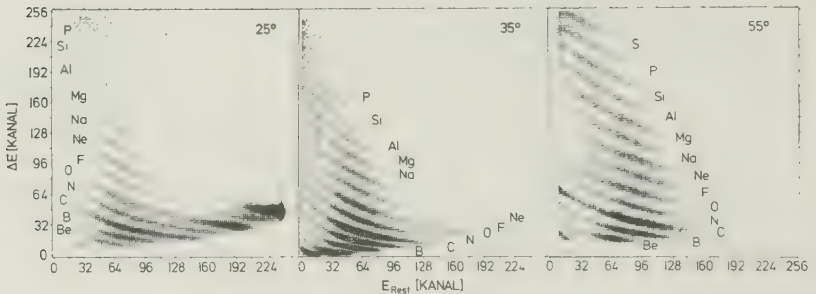


Abb. 15: ΔE - E_{Rest} -Matrizen für die Reaktion 270 MeV $^{20}\text{Ne} + ^{168}\text{Er}$ bei Streuwinkeln von 25° , 35° und 55° . Die Eichungen der Achsen unterscheiden sich leicht bei den verschiedenen Winkeln ($E_{\text{Rest}} = 100$ MeV entspricht ungefähr Kanal 100). Die Fläche der Symbole (d.h. die Schwärzung) ist proportional dem Inhalt der entsprechenden Kanäle. Es wurden Schwellen gesetzt, daß nur Kanäle mit Inhalt > 10 (25° , 35°) bzw. > 5 (55°) gezeigt werden.

Bei den beiden vorderen Streuwinkeln kann man zwei Komponenten erkennen, nämlich eine Gruppe von Ejektile, die annähernd Strahlgeschwindigkeit haben, und eine zweite Gruppe mit sehr viel tieferer Energie, die ungefähr der Energie der Wechselwirkungsbarriere im Ausgangskanal entspricht. Bei dieser ist die gesamte verfügbare kinetische Energie der Relativbewegung in innere Anregung der Kerne umgewandelt worden, man bezeichnet daher diese Klasse von Reaktionen als tiefinelastisch, im Gegensatz zu der ersten Gruppe, die man wegen des geringen Energieverlustes als quasielastisch bezeichnet. Bei diesen Prozessen dominieren die elastisch und quasielastisch gestreuten Neon-Ejektile. Die Ladungsverteilung erstreckt sich im wesentlichen zu Kernen mit kleinerer Kernladungszahl als der des Projektils. Beiträge von Ejekti-

len mit höherer Kernladungszahl sind sehr schwach und tauchen in Abb. 15 aufgrund der gesetzten Schwelle nicht auf.

Der Wirkungsquerschnitt für die Strahlgeschwindigkeitskomponente steigt zu Vorwärtswinkeln hin steil an. Bei einem Streuwinkel von 25° , d.h. 4° hinter dem Ablenkwinkel für eine Streifbahn ("grazing-Winkel") dominieren diese Prozesse, während sie bei 35° nur noch schwach ausgeprägt sind und bei 55° nicht mehr beobachtet werden.

In gammaspektroskopischen Untersuchungen, bei denen das zugehörige schwere Fragment anhand seiner Gammastrahlung identifiziert wurde /DÜN82/, zeigte sich, daß zwei unterschiedliche Prozesse in der Strahlgeschwindigkeitskomponente vorliegen: einerseits Transferreaktionen, bei denen das Projektil im Eingangskanal aufbricht und ein Fragment auf den Targetkern übertragen wird (unvollständige Fusion), während das andere mit Strahlgeschwindigkeit weiterfliegt, und andererseits der Dreikörperaufbruch, bei dem beide Fragmente mit Strahlgeschwindigkeit weiterfliegen. Beide Prozesse unterscheiden sich beträchtlich im Drehimpulstransfer auf den Targetkern.

Die Untersuchung der Zirkularpolarisation der von den schweren Fragmenten emittierten Gammastrahlung /DÜN84/ zeigte, daß für die quasielastische Komponente Positiv-Winkelstreuung dominiert, wie man es von Experimenten bei tieferer Einschußenergie kennt /TRA84/. Der Projektilaufbruch ist jedoch charakteristisch für asymmetrische Schwerionensysteme bei Einschußenergien oberhalb von 10 MeV/A.

Die tiefinelastische Komponente zeigt das charakteristische Verhalten, wie es vor allem in Untersuchungen mit schwereren Projektilen gefunden wurde /GOB80/:

-Die mittlere Austrittsenergie der Ejektile entspricht annähernd der Energie der Wechselwirkungsbarriere im Ausgangskanal, was zeigt, daß die verfügbare kinetische Energie in Anregungsenergie der Fragmente verwandelt wurde.

-Die Massen- und Ladungsverteilung ist sehr breit und hat den Schwerpunkt in der Nähe der Projektilmasse. Im Gegensatz zur quasielastischen Komponente gibt es bedeutende

Beiträge von schwereren Ejektile als das Projektil.

-Die Winkelverteilung $d\sigma/d\Theta$ ist nicht isotrop.

Zusammen mit der Abhängigkeit der Massenverteilung von der Massenasymmetrie im Eingangskanal zeigen die beiden letzten Beobachtungen, daß das System eine Erinnerung an den Eingangskanal hat, was den Reaktionsweg über Fusion und anschließende Spaltung ausschließt.

Der Wirkungsquerschnitt für tiefinelastische Prozesse von ungefähr 200 mb ist nur ein kleiner Teil des gesamten, berechneten Reaktionsquerschnitts von 3100 mb.

Die Gamma-Zirkularpolarisation zeigt, daß in der tiefinelastischen Komponente für Ejektile mit Kernladungszahl $Z \geq 10$ und $Z \leq 5$ Negativ-Winkelstreuung dominiert, während die Polarisation der zentralen Z-Gruppe mit Null verträglich ist. Letzteres könnte durch die Konkurrenz von Aufbruch und Transfer verursacht werden, die möglicherweise verschiedene Polarisation haben.

Für Ejektile mit Kernladungszahl von $Z=8$ bis $Z=10$ sind bei den Vorwärtswinkeln die Strahlgeschwindigkeits- und tiefinelastische Komponente klar getrennt. Bei den leichteren Ejektile liegen die wahrscheinlichsten Q-Werte für beide Prozesse so nahe beieinander, daß sie - aufgrund der Breite der Energieverteilung - nicht mehr getrennt werden können.

Die Drehimpulse, die in diesem System eine Rolle spielen, sind sehr hoch (Tab. 3: $l_{\text{crit}} = 64 \hbar$, berechnet nach dem Wilczynski-Modell /WIL73/, das die Fusion in diesem Massenbereich gut beschreibt, $l_{\text{graz}} = 142 \hbar$), und das Drehimpulsfenster für Reaktionen zwischen l_{crit} und l_{graz} ist sehr breit. Die Kleinheit des Wirkungsquerschnittes für tiefinelastische Prozesse deutet allerdings an, daß dafür nur ein schmales Drehimpulsfenster offen ist, ähnlich wie bei Systemen bei tieferer Einschußenergie. Die Untersuchung des Drehimpulses in solchen Systemen kann daher spezifische Aussagen über die dynamischen Parameter liefern.

Tab. 3: Daten des Systems $^{20}\text{Ne} + ^{168}\text{Er}$ bei einer Einschußenergie von 270 MeV im Vergleich mit einem System bei Tandemenergien /RIT85/.

System	E_{Lab} (MeV/A)	E_{cm} (MeV)	v_B (MeV)	l_{crit} ($\hbar$)	l_{graz} ($\hbar$)	θ_{graz}	σ_{react} (mb)	σ_{DI} (mb)
$^{20}\text{Ne} + ^{168}\text{Er}$	13.50	241	81	64	142	21°	3100	200
$^{16}\text{O} + ^{48}\text{Ti}$	6.25	75	27	41	50	19°	1910	200

Das sehr asymmetrische System $^{20}\text{Ne} + ^{168}\text{Er}$ bei der hohen Einschußenergie von 13.5 MeV/A verhält sich ähnlich wie leichtere Systeme bei Tandemenergie: Man beobachtet das Auftreten von quasielastischen Reaktionen, bei denen Positiv-Winkelstreuung dominiert, und von tiefinelastischen Reaktionen, in denen vorwiegend Negativ-Winkelstreuung auftritt. Wesentliche Unterschiede sind aber, daß ein breiter l -Raum zwischen l_{crit} und l_{graz} zur Verfügung steht. Bei der hohen Einschußenergie tritt der Projektilaufbruch im Eingangskanal als neuer Reaktionsweg auf, im Gegensatz zu den rein dissipativen Prozessen bei tieferer Energie. Der dominierende Prozeß ist die unvollständige Fusion, bei der ein Projektilfragment mit dem Targetkern verschmilzt, während das andere mit Strahlgeschwindigkeit weiterfliegt. In der tiefinelastischen Komponente treten sehr hohe Q -Werte auf.

5. Größe der Fragmentspins

5.1 Gammamultiplizität

Die einfachste Größe, aus der man den Spinübertrag auf die Reaktionsprodukte gewinnen kann, ist die mittlere Gammamultiplizität $\langle M_\gamma \rangle$, d.h. die Anzahl von Gammaquanten, die im Mittel pro Reaktionsprozeß emittiert werden. Dies beruht darauf, daß die zunächst von den hochangeregten Reaktionsprodukten abgedampften leichten Teilchen (hauptsächlich Neutronen und Protonen) zwar die Anregungsenergie der Kerne erniedrigen, im Mittel aber nur wenig Spin wegtragen (ungefähr 1 $\hbar$ pro Neutron). Dagegen reduziert die Abregung durch Gammaemission entlang der Yrastlinie den Drehimpuls im Mittel um ungefähr 2 $\hbar$ pro Gammaquant /GRO67/.

Obwohl das Verhalten von M_γ in dem gegenwärtigen System schon aus früheren Messungen /DÜN84/ bekannt war, soll doch der hier gewonnene, umfangreichere Datensatz zu einer kurzen Übersicht verwendet werden.

Die Bestimmung der Gammamultiplizität mit einem einzigen Gammadetektor beruht auf Wahrscheinlichkeitsbetrachtungen. Für einen Zähler, der einen Bruchteil $\Delta\Omega$ des gesamten Raumwinkels aufspannt, ist die Wahrscheinlichkeit P_{M_γ} , daß von M_γ -Gammaquanten eines den Detektor trifft, gegeben durch:

$$(16) \quad \begin{aligned} P_{M_\gamma} &= 1 - [1 - \Delta\Omega]^{M_\gamma} \approx \\ &\approx M_\gamma \Delta\Omega \quad \text{für } M_\gamma \Delta\Omega \ll 1 \end{aligned}$$

Dabei soll P_{M_γ} über die Winkelverteilung der Gammastrahlung gemittelt sein. Die Näherung in Gl.(16) ist umso besser erfüllt, je kleiner der Raumwinkel $\Delta\Omega$ des Detektors ist, da dann die Wahrscheinlichkeit für Mehrfachtreffer klein ist.

Die Koinzidenzzählrate N^C im Gammazähler ergibt sich aus der freien Zählrate N^S im Triggerzähler, der die Reaktion auswählt, der intrinsischen Nachweiswahrscheinlichkeit ε des Gammadetektors, der Winkelverteilung $W(\theta, \phi)$ der Gammastrahlung und P_{M_γ} :

$$(17) \quad N^C = N^S \varepsilon W(\theta, \phi) M_\gamma \Delta\Omega$$

Die hier verwendeten, kollimierten 5"×6" NaJ(Tl)-Kristalle zeichnen sich durch die über den gesamten Energiebereich hohe totale Nachweiswahrscheinlichkeit aus (s. Abb. 16), die insbesondere bei Gammaenergien um 600 keV, bei denen die maximale Intensität des Gammaskpektrums liegt (s. Abb. 11), fast 100 % beträgt. Da bei höheren Energien das Gammaskpektrum exponentiell abfällt, macht sich die Abnahme der Nachweiswahrscheinlichkeit in der gemessenen Intensität nur wenig bemerkbar, so daß der Verlust an Zählrate im Gammadetektor für das gesamte Spektrum kleiner ist als 5 %.

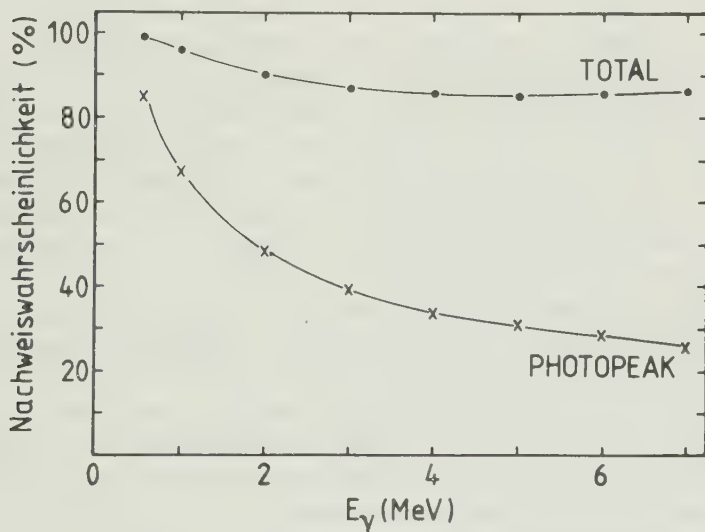


Abb. 16: Intrinsische Nachweiswahrscheinlichkeit für einen 5"×6"-NaJ(Tl)-Kristall, der auf einen maximalen Öffnungswinkel von $\pm 7^\circ$ kollimiert ist, berechnet mit einem Monte-Carlo-Programm /GIA70/.

Bei der Berechnung von M_γ muß man berücksichtigen, daß die Zählrate im Gammadetektor durch Absorption in der Streukammerwand, Schwellen in den elektronischen Kreisen und Neutronen verfälscht ist.

Die Absorption von Gammaquanten in der 3 mm dicken Aluminiumwand der Streukammer ist klein und beträgt bei Gammaenergien von 500 keV ungefähr 6 %. Bei höheren Gammaenergien macht sich die Absorption nur noch sehr geringfügig bemerkbar. Bei tieferen Energien dagegen nimmt sie sehr stark zu. Da hier jedoch die Intensität steil abfällt, macht sich der Zählratenverlust in der Gesamtintensität nur wenig bemerkbar. Insgesamt werden, aufgrund der Form des Gammapektrums, in der Streukammerwand ungefähr 6 % aller Gammaquanten über den gesamten Energiebereich absorbiert.

Im Zeitkreis war eine elektronische Schwelle gesetzt, die einer Gammaenergie von etwa 150 keV entsprach. Dadurch verliert man weniger als 4 % in der Gammaintensität.

Neutronen, die in den NaJ(Tl)-Kristallen registriert wurden, konnten aufgrund ihrer Flugzeit von den Photonen abgetrennt werden (s. Abb. 13). Aus einer Vergleichsmessung, bei der die Detektoren vollständig mit Blei abgeschirmt waren, konnte die Form des Neutronenflugzeitspektrums bestimmt werden, und daraus ergab sich ein Anteil von weniger als 8 % Neutronen im gewählten prompten Zeitfenster. Dies wirkt sich jedoch kaum auf die Intensität aus, da durch das gewählte Zeitfenster auch die Gammaquanten im prompten Peak beschnitten werden.

Durch die Messung der Intensitäten in der Streuebene $I(\theta=90^\circ, \phi)$ und in Richtung der Streunormalen $I(\theta=0^\circ)$, kann man mit hinreichender Genauigkeit über die Winkelverteilung der Gammastrahlung mitteln (s. Kap. 6).

5.2 Ergebnisse

Abb. 17 zeigt die gemessene Gammamultiplizität $\langle M_\gamma \rangle$ für die Kohlenstoff- und Sauerstoff-Ausgangskanäle der Reaktion $270 \text{ MeV } ^{20}\text{Ne} + ^{168}\text{Er}$, $\theta_{\text{Lab}} = 35^\circ$, in Abhängigkeit vom Reaktions-Q-Wert (geschlossene Symbole) zusammen mit den freien Teilchenspektren (obere Spalte). In beiden Kanälen beobachtet man eine relativ niedrige Multiplizität in der quasielastischen Komponente und einen Anstieg mit negativer werdendem Q-Wert. Das Maximum wird im Zentrum der tiefinelasti-

schen Komponente mit Multiplizitäten von etwa 15 erreicht, um dann bei noch negativeren Q-Werten wieder steil abzufallen. Dieser Abfall wird darauf zurückgeführt, daß in diesem Bereich der Spektren Reaktionen an leichten Targetverunreinigungen wie Kohlenstoff und Sauerstoff mit niedriger Gammamultiplizität beitragen.

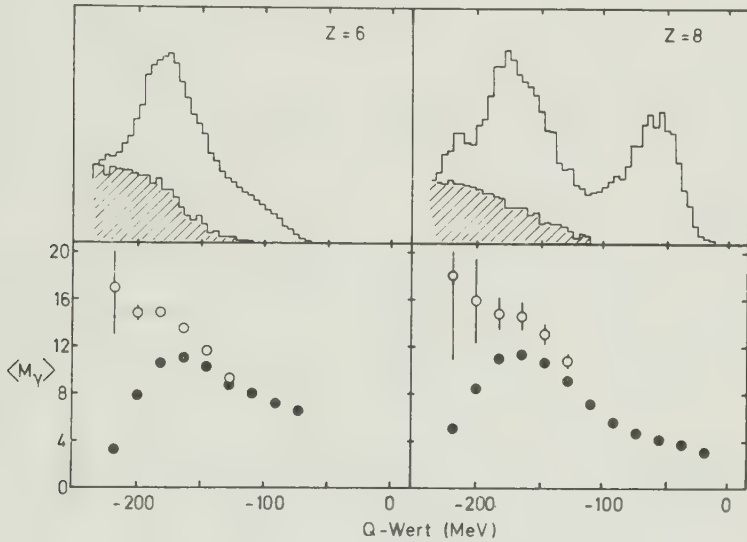


Abb. 17: 270 MeV $^{20}\text{Ne} + ^{168}\text{Er} \rightarrow Z + X$, $\theta_{\text{Lab}} = 35^\circ$.

obere Spalte: freie Teilchenspektren für die $Z=6$ - und $Z=8$ -Ausgangskanäle. Der schraffierte Bereich gibt den maximal möglichen Anteil von Reaktionen an leichten Targetverunreinigungen an.

untere Spalte: mittlere Gammamultiplizität $\langle M_\gamma \rangle$ (geschlossenen Kreise) und die auf den maximal möglichen Anteil von Reaktionen an Targetverunreinigungen korrigierten Werte (offene Kreise).

Um diesen Effekt abzuschätzen, wurde eine Vergleichsmessung mit einem Li_2O -Target auf Kohlenstoffbacking durchgeführt. Dabei wurde in allen Ausgangskanälen eine Multiplizität von ungefähr 1 über den gesamten Q-Wertbereich dieser Reaktionen gefunden. Der maximal mögliche Anteil von Reaktionen an den leichten Targetverunreinigungen wurde durch Vergleich der Spektrenform bei den negativsten Q-Werten bestimmt, und ist in Abb. 17 durch den schraffierten Bereich angedeutet. Wenn man den maximalen Anteil annimmt, und damit die beobachteten Multiplizitäten korrigiert, ergibt sich der durch die offenen Kreise gekennzeichnete Verlauf: der Abfall bei den negativsten Q-Werten verschwindet und geht stattdessen in einen konstanten oder leicht ansteigenden Verlauf über.

In Abb. 18 ist die mittlere Gammamultiplizität (gemittelt über die inplane/out-of-plane-Anisotropie) für die Ausgangskanäle mit $Z=4$ bis $Z=12$ zusammen mit den gammakoinzidenten Teilchenspektren dargestellt. In den Neon- bis Magnesium-Kanälen lieferte die Messung mit dem Li_2O -Vergleichstarget keine Ereignisse, so daß in diesen Fällen keine Korrektur durchgeführt werden konnte. In allen anderen Fällen wurden die Meßwerte auf den maximalen Anteil von Reaktionen an leichten Targetverunreinigungen korrigiert.

In allen Kanälen zeigt sich der Anstieg von $\langle M_\gamma \rangle$ mit zunehmender Inelastizität der Reaktion. Im Zentrum der tiefinelastischen Komponente wird in allen Ausgangskanälen ein annähernd gleichgroßer Wert von ungefähr 15 erreicht. Bei den quasielastischen Ereignissen dagegen unterscheiden sich die einzelnen Kanäle jedoch drastisch. Die Gammamultiplizität ist hier umso höher, je weiter sich der Ausgangskanal vom Eingangskanal entfernt. Dies ist darauf zurückzuführen, daß einerseits in den Transferkanälen mit zunehmendem Massentransfer auch der Drehimpulsübertrag anwächst, und andererseits die quasielastische Komponente im Q-Wert immer mehr mit der tiefinelastischen Komponente mit ihrer hohen Multiplizität verschmilzt.

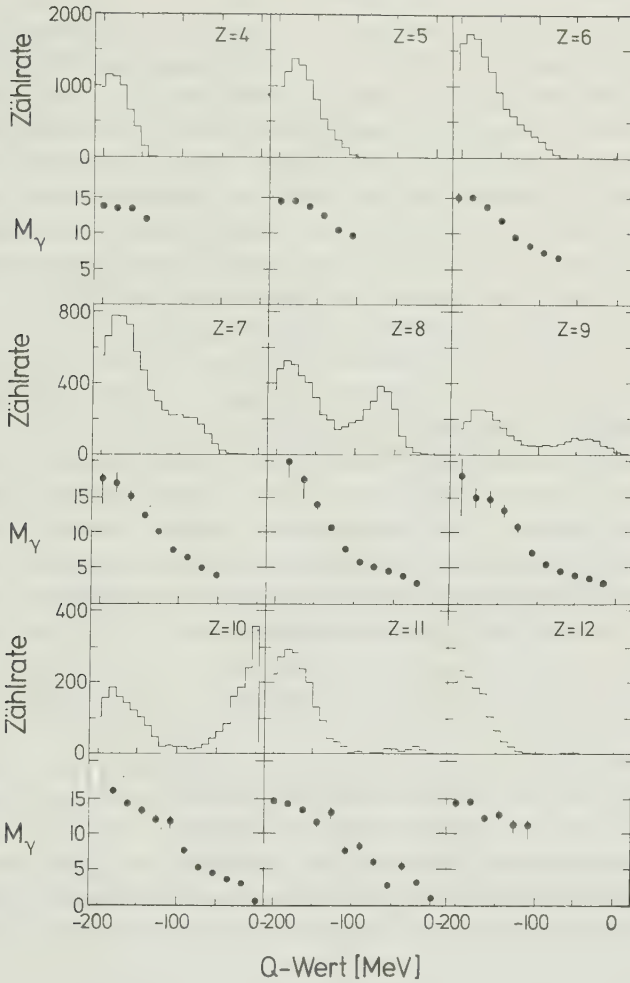


Abb. 18: Mittlere Gammamultiplizität $\langle M_\gamma \rangle$ und gammakoinzidente Teilchenspektren in Abhängigkeit vom Reaktions-Q-Wert für die Ausgangskanäle $Z=4$ bis $Z=12$ der Reaktion $270 \text{ MeV } ^{20}\text{Ne} + ^{168}\text{Er}$ bei einem Streuwinkel von $\theta_{\text{Lab}}=35^\circ$.

Um eine Beziehung zwischen Gammamultiplizität und mittlerem Fragmentspin zu gewinnen, analysierte man schon früh Fusionsexperimente /MOL62/. Dem liegt zugrunde, daß man bei einer Fusionsreaktion den mittleren Spin des Compoundkerns, $\langle l_i \rangle = 2/3 \cdot \sqrt{\sigma_{fus}/\pi\chi^2}$ in der "sharp-cut-off"-Näherung, aus dem Fusionsquerschnitt berechnen kann. Wenn man bei verschiedenen Einschußenergien den Wirkungsquerschnitt und die Gammamultiplizität mißt, kann man so eine Beziehung zwischen $\langle M_\gamma \rangle$ und dem mittleren Spin angeben. In detaillierteren Untersuchungen von Compoundkernreaktionen /TJO74, HAG75, SAR76, SAR78/, in denen man Ge(Li) - NaJ-Koinzidenzen gemessen hat, wurde $\langle M_\gamma \rangle$ für verschiedene Bereiche der Partialwellenverteilung, die zu verschiedenen xn- und α xn-Verdampfungskanälen gehören, bestimmt.

Von Sarantites und Mitarbeitern /SAR78/ wurde für den hier vorliegenden Massenbereich der targetähnlichen Reaktionsprodukte durch die Betrachtung aller xn-Zerfallskanäle gezeigt, daß für Anregungsenergien zwischen 80 MeV und 140 MeV und Drehimpulse zwischen 20 $\hbar$ und 40 $\hbar$ folgende Beziehung zwischen primärem Fragmentspin $\langle J_{pr} \rangle$ und $\langle M_\gamma \rangle$ besteht:

$$(18) \quad \langle J_{pr} \rangle = 2.06 \langle M_\gamma \rangle - 5.4$$

Dabei muß man berücksichtigen, daß es auch α xn-Zerfälle gibt, deren Wirkungsquerschnitt ungefähr halb so groß ist wie der Fusionsquerschnitt. Da im Mittel ein α -Teilchen einen Drehimpuls von 10 $\hbar$ wegträgt /SAR78/, ist der Zusammenhang zwischen $\langle J_{pr} \rangle$ und $\langle M_\gamma \rangle$ in sehr guter Näherung gegeben durch:

$$(19) \quad \langle J_{pr} \rangle = 2 \langle M_\gamma \rangle$$

In den Gammaspektren kann nicht zwischen den Beiträgen von leichtem und schwerem Fragment unterschieden werden, d.h. $\langle M_\gamma \rangle$ ist ein Maß für die Summe aus den Drehimpulsen der beiden Reaktionsprodukte. In sehr massenasymmetrischen Systemen ist der leichte Partner jedoch nur sehr schwach angeregt /DÜN82/, so daß die Multiplizität im vorliegenden Fall

im wesentlichen den Spin des schweren Fragments widerspiegelt.

In vielen tiefinelastischen Reaktionen bei Energien unterhalb von 10 MeV/A zeigte es sich, daß man die Größe der Fragmentspins sehr gut mit dem Konzept des starr rotierenden Doppelkerns ("Sticking") verstehen kann. Mit der Bedingung, daß Relativbewegung und intrinsische Rotation die gleiche Winkelgeschwindigkeit haben, und mit Drehimpulserhaltung folgt für die Fragmentspins:

$$(20) \quad J_{1(2)} = \frac{\Theta_{1(2)}}{\mu D^2 + \Theta_1 + \Theta_2} \cdot l_i$$

wobei $\Theta_{1(2)}$ die Trägheitsmomente der beiden Fragmente, μ die reduzierte Masse der Ausgangskanalkonfiguration, D der Abstand der beiden Massenzentren und l_i der Bahndrehimpuls im Eingangskanal sind.

Für tiefinelastische Reaktionen kann man in vielen Fällen (z.B. $^{16}\text{O} + ^{48}\text{Ti}$, Tab. 3) davon ausgehen, daß die Reaktionen in einem schmalen Drehimpulsfenster oberhalb des kritischen Drehimpulses l_{crit} für Fusion ablaufen. Wenn man annimmt, daß die Reaktion für alle Ausgangskanäle bei einem festem Eingangsbahndrehimpuls abläuft, erwartet man in dem Konzept der starren Rotation (s. Gl. 20), daß der Spin des schweren Fragments mit zunehmender Massenasymmetrie im Ausgangskanal immer größer wird (s. Tab. 4,a)). Die Daten zeigen jedoch, daß für die tiefinelastische Komponente in allen Kanälen nahezu dergleiche Fragmentspin auftritt. Das Konzept des starr rotierenden Doppelkerns läßt sich aber beibehalten, wenn man die Möglichkeit des Projektilaufbruchs im Eingangskanal berücksichtigt. Dies führt dazu, daß im Ausgangskanal kleinere Gesamtdrehimpulse als l_{crit} zur Sticking-Bedingung führen.

Wenn man ein Fragment Z mit Masse m , die kleiner ist als die Projektilmasse M , nachweist, wurde das andere Fragment entweder auf das Target übertragen (Transfer) oder ins Kontinuum emittiert. Das emittierte Teilchen trägt im zweiten Fall einen Drehimpuls $l = l_i \cdot (M - m)/M$ weg. Ein tiefinelastischer Prozeß, bei dem das Fragment Z nachgewiesen wird, stellt dann den Grenzwert einer Fusionsreaktion von $^{168}\text{Er} + \text{Z}$

dar. Die wahrscheinlichste Partialwelle für einen solchen Prozeß ist gegeben durch $l_i' = l_{\text{crit}}(^{168}\text{Er}+Z) \cdot M/m$. Der Komplex $^{168}\text{Er} + Z$ rotiert dann mit $l_i = l_i' \cdot m/M$, d.h., $l_i = l_{\text{crit}}(^{168}\text{Er}+Z)$ ist derjenige Drehimpuls, mit dem man die Sticking-Bedingung, Gl. (20), anwenden muß.

Tab. 4: Fragmentspins für die Ausgangskanäle $Z=4-12$ der Reaktion $270 \text{ MeV } ^{20}\text{Ne} + ^{168}\text{Er} \rightarrow Z + X$, $\theta_{\text{Lab}} = 35^\circ$, im Vergleich zu den mit dem Konzept der starren Rotation berechneten Spins. (Trägheitsmomente für starre Kugeln nach /DAV76/: $\Theta_i = 0.4 \cdot M_i \cdot R_i^2 + 2 \cdot M_i$ mit $R_i = 1.16 \cdot A_i^{1/3}$ (fm) und Relativträgheitsmoment $\Theta_R = \mu \cdot D^2$).

Z	J_{exp} ($\hbar$)	$J_{\text{sticking}}^{\text{a)}$ ($\hbar$)	$J_{\text{sticking}}^{\text{b)}$ ($\hbar$)	$J_{\text{sticking}}^{\text{c)}$ ($\hbar$)
4	29 ± 1	49	32	31
5	30 ± 1	46	34	33
6	31 ± 1	45	33	33
7	32 ± 1	42	35	34
8	32 ± 1	40	35	34
9	32 ± 1	36	36	34
10	32 ± 1	35	35	34
11	29 ± 1	33	33	33
12	29 ± 1	32	32	32

a): $l_i = 64 \hbar$, berechnet nach dem Wilczynski-Modell /WIL82/,

$$D = R_1 + R_2 + 2 \text{ (fm)}$$

b): $l_i = l_{\text{crit}}(^{168}\text{Er} + Z)$, $D = R_1 + R_2 + 2 \text{ (fm)}$

c): empirisches Konzept, $D = 1.225 \cdot (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) + 2 \text{ (fm)}$

Beim Transferprozeß kann der Drehimpuls im Eingangskanal kleiner sein als der kritische für das System $^{168}\text{Er} + ^{20}\text{Ne}$. Das Fragment Z fusioniert nicht mit dem Targetkern, wenn die Dissoziation der Projektile erfolgt, bevor der kritische Abstand für Fusion erreicht ist. Auch in diesem Fall ist $l_i = l_{\text{crit}}(^{168}\text{Er}+Z)$ der wahrscheinlichste Drehimpuls, mit dem der Doppelkernkomplex $^{168}\text{Er} + Z$ rotiert. Die Wahrscheinlichkeiten für die beiden Prozesse können sehr unterschiedlich für die verschiedenen tiefinelastischen Ausgangskanäle sein. Das bedeutet, daß ein breiter l-Raum zwischen $l_i = l_{\text{crit}}(^{168}\text{Er}+Z)$ und $l_i' = l_i \cdot M/m$ zu dem Kanal mit Fragment Z beiträgt. Der wahrscheinlichste Drehimpuls für den starr-rotierenden Doppelkern $^{168}\text{Er} + Z$ ist aber gegeben durch $l_i = l_{\text{crit}}(^{168}\text{Er}+Z)$. Wenn man dieses Konzept auf die vorliegenden Prozesse anwendet, erhält man eine zufriedenstellende Übereinstimmung mit den Daten (s. Tab. 4,b),c)), die sich noch verbessern läßt, wenn man annimmt, daß die Fragmente deformiert sind. Dies zeigt, daß die "Zerbrechlichkeit" des Projektils bei dieser hohen Einschußenergie eine entscheidende Rolle spielt.

6. Orientierung der Fragmentspins

6.1 Gamma-Anisotropie senkrecht zur Streuebene

Neben der Größe der Fragmentspins läßt ihre Ausrichtung entlang der Streunormalen Rückschlüsse auf den Reaktionsablauf zu. Hier interessiert insbesondere die Frage, ob man die gute Ausrichtung findet, die man in dem einfachen Bild eines Reibungsprozesses erwartet, oder ob es Mechanismen gibt, die die Ausrichtung verschlechtern.

Die Spinausrichtung wird bestimmt aus der Anisotropie der Gammastrahlung senkrecht zur Streuebene, d.h. dem Verhältnis aus der Intensität in der Streuebene, $I(\theta=90^\circ, \phi)$ und der Intensität in Richtung der Streunormalen, $I(\theta=0^\circ)$. Dabei muß man beachten, daß die Winkelverteilung der Gammastrahlung in der Streuebene anisotrop sein kann. Eine eindeutige Aussage ist dann nur möglich, wenn man über die Korrelationen mittelt. Aus der Systematik der beiden Messungen bei Streuwinkeln von 25° und 55° , in denen die Winkelverteilung in der Streuebene bestimmt wurde (s. Kap. 7), kann man schließen, daß bei der Messung bei 35° , bei der die Gammadetektoren, bedingt durch den doppelt-symmetrischen Aufbau, unter einem Azimutwinkel von 90° standen, die mittlere Gammaintensität in der Streuebene für tiefeinelastische Prozesse um etwa 5 % unterschätzt, während sie im quasielastischen Neon-Kanal um den gleichen Betrag überschätzt wird. In den quasielastischen Transferkanälen sind die Winkelverteilungen nahezu isotrop.

Da in sehr massenasymmetrischen Systemen der leichte Reaktionspartner kaum Drehimpuls aufnimmt, ist die Anisotropie der Gammastrahlung in sehr guter Näherung ein Maß für die Ausrichtung des Spins des schweren Fragments.

In Abb. 19 sind für die Kohlenstoff-, Sauerstoff- und Neon-Ausgangskanäle der Reaktion $^{20}\text{Ne} + ^{168}\text{Er}$ bei einer Einschußenergie von 270 MeV und einem Streuwinkel von 35° die Anisotropien als Funktion des Q-Wertes für den Gammaenergiebereich von 0.1 MeV bis 8 MeV gezeigt.

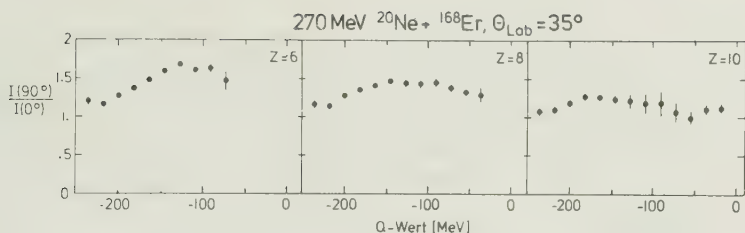


Abb. 19: Anisotropie der energieintegrierten Gammastrahlung für die $Z=6,8,10$ -Ausgangskanäle der Reaktion $270 \text{ MeV } ^{20}\text{Ne} + ^{168}\text{Er}$, $\theta = 35^\circ$, in Abhängigkeit vom Reaktions- Q -Wert.

Man beobachtet in allen Fällen ein ähnliches Verhalten: Anisotropien über 1 bei wenig negativen Q -Werten, die mit zunehmender Inelastizität der Reaktion zunächst ansteigen, um dann bei den negativsten Q -Werten wieder auf Werte knapp über 1 abzufallen. Das Abknicken des Verlaufs bei Q -Werten unterhalb von -200 MeV ist zurückzuführen auf Reaktionen an leichten Targetverunreinigungen, die bei diesen Q -Werten dominieren (s. Abb. 17). Die Vergleichsmessung mit einem Li_2O -Target auf Kohlenstoffbacking lieferte Anisotropien von 1 für diese Ereignisse, nahezu unabhängig vom Q -Wert und der Gammaenergie. Bei weniger negativen Q -Werten ist die Verfälschung der Anisotropie sehr gering, da die Gammaquanten aus den Reaktionen an Targetverunreinigungen nur mit ihrer Multiplizität von ungefähr 1 im Vergleich zu ungefähr 15 für $^{20}\text{Ne} + ^{168}\text{Er}$ beitragen. Auffallend ist, daß die mittlere Anisotropie ansteigt, je weiter der Ausgangskanal sich vom Eingangskanal entfernt. So steigt die über den Q -Wert gemittelte Anisotropie vom Wert 1.18 im Neonkanal über den Wert von 1.34 im Sauerstoffkanal auf den Wert von 1.4 im Kohlenstoffkanal. Dies deutet darauf hin, daß durch den Teilchen-transfer eine bessere Spinausrichtung erreicht wird.

In Abb. 20 sind die über den Q -Wert gemittelten Anisotropien für die Ejektile mit Kernladungszahl $Z=4$ bis $Z=12$ zusammengefaßt. In allen Kanälen werden Anisotropien über 1 erreicht, wobei in den Transferkanälen die Anisotropie im Vergleich zu dem Neonkanal ansteigt, während in den "Pick-up"-Kanälen die Anisotropie weiter abfällt.

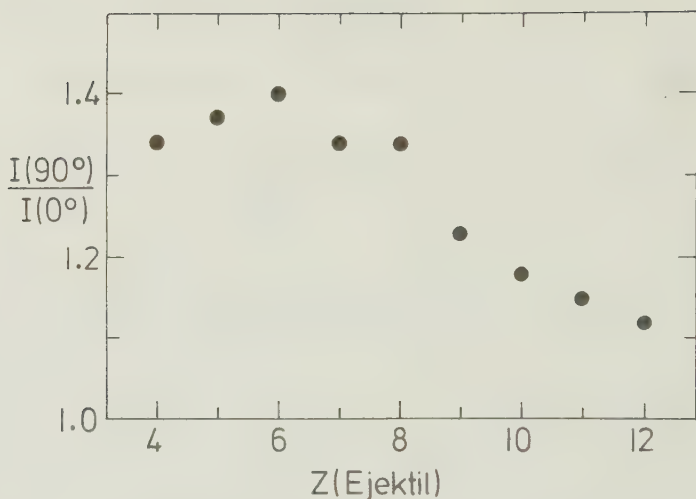


Abb. 20: Anisotropie des energieintegrierten Gammaspektrums in Abhängigkeit von der Ejektilsorte, wobei über alle Q -Werte integriert wurde.

Charakteristisch für dieses System sind die niedrigen Werte der Anisotropie des energieintegrierten Gammaspektrums. Bei der Untersuchung diskreter Quadrupolübergänge zeigten sich insbesondere bei den quasielastischen Prozessen sehr viel höhere Anisotropien /DÜN84/. Der Unterschied kann auf mehreren Ursachen beruhen:

- 1) Beim Prä-Yrast Gammazerfall erwartet man starke Beiträge von Dipolstrahlung mit Anisotropie kleiner als 1.
- 2) Insbesondere beim statistischen Gammazerfall gibt es nicht gestreckte Gammaübergänge mit isotroper Winkelverteilung.
- 3) Bei tiefen Gammaenergien dominiert Dipolstrahlung /DEL78/ mit einer Anisotropie unter 1.

Um die schwache Anisotropie der energieintegrierten Gammastrahlung genauer zu untersuchen, wurden die in der Streuebene und senkrecht dazu gemessenen Gammaspektren verglichen. Aus dem Verhältnis der normierten Gammaspektren im Kohlenstoff-Ausgangskanal (Abb. 21) erkennt man, daß die Intensitäten im Bereich kleiner Gammaenergien nahezu gleich

sind. Mit höher werdender Energie nimmt die Intensität in der Reaktionsebene stark zu, um bei einer Energie von ungefähr 600 keV den Maximalwert im sogenannten "E2-Bump" zu erreichen. Bei noch höheren Energien fällt die Intensität in der Streuebene dann wieder steil ab.

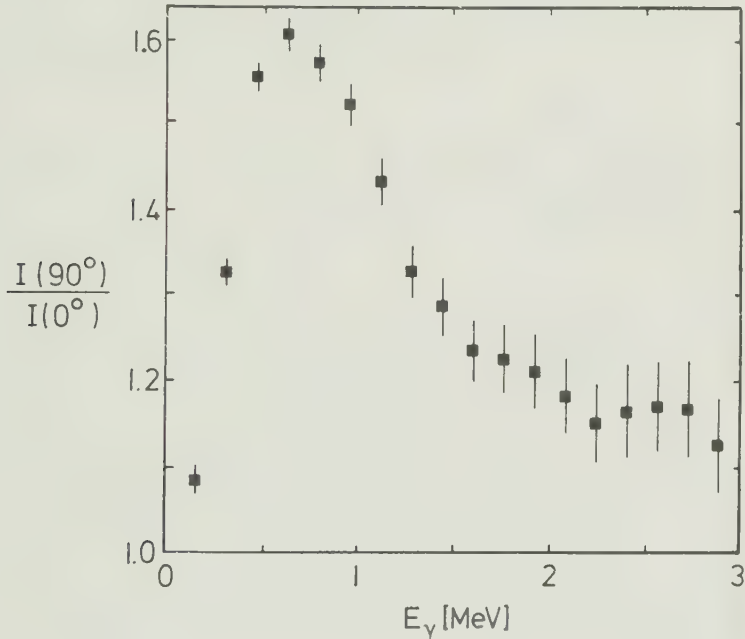


Abb. 21: Verhältnis aus der in der Reaktionsebene und in Richtung der Streunormalen gemessenen Gammaintensität für den Kohlenstoff-Ausgangskanal in dem System $^{20}\text{Ne} + ^{168}\text{Er}$ bei einer Einschußenergie von 270 MeV, $\theta_{\text{lab}} = 35^\circ$, wobei über alle Q -Werte integriert wurde. Die Darstellung wurde bei einer Gammaenergie von 3 MeV abgebrochen, da bei noch höheren Energien Übergänge in den leichten Fragmenten auftreten, die hier nicht interessieren.

Dieser Befund läßt sich folgendermaßen deuten und wird durch die Untersuchung der Multipolarität von Kontinuums-Gammastrahlung /DEL78/ bestätigt: Bei Gammaenergien von 600 keV dominieren gestreckte Quadrupolübergänge aus den schwe-

ren Fragmenten, daher ergeben sich hohe Anisotropien. Bei kleineren Gammaenergien spielen Dipolübergänge eine zunehmend stärkere Rolle und führen zu einer Abschwächung der Anisotropie. Bei höheren Gammaenergien dagegen tragen immer stärker statistische Gammazerfälle oberhalb der Yrastlinie mit nahezu isotroper Winkelverteilung bei, für die keine Multipolarität angegeben werden kann. Dieses Verhalten gilt in ähnlicher Form für alle Rotatorkerne aus dem Bereich der seltenen Erden /DEL78, DIA80/, wie sie in dem hier untersuchten System vorliegen.

Der Versuch, aus der Anisotropie der energieintegrierten Gammastrahlung die Ausrichtung der Fragmentspins abzuleiten, ist im vorliegenden Fall nicht sinnvoll. Daher wird im folgenden die Anisotropie für engere Energiebereiche untersucht, insbesondere im Bereich zwischen 300 keV und 1000 keV, in dem die gestreckten Quadrupolübergänge dominieren, da für E2-Übergänge die Anisotropie am empfindlichsten von der Spinausrichtung abhängt (s. Abb. 5).

Abb. 22 zeigt die gemessenen Anisotropien in Abhängigkeit vom Reaktions-Q-Wert für drei Gammaenergiebereiche von 300 keV bis 600 keV, 600 keV bis 1000 keV und 1000 keV bis 1500 keV für Ejektile mit Kernladungszahl $Z = 4$ bis $Z = 12$. Man erkennt, daß die höchsten Anisotropien in der quasielastischen Komponente für den Gammaenergiebereich von 300 keV bis 600 keV auftreten, die im Kohlenstoff-Ausgangskanal Werte von über 2 annehmen. Mit negativer werdendem Q-Wert fallen die Anisotropien dann wieder steil ab und erreichen Werte von 1.2 bei den negativsten Q-Werten. Im Bereich der tiefinelastischen Reaktionskomponente übersteigt die Anisotropie im Energiebereich von 600 keV bis 1000 keV die Werte für den tieferen Energiebereich, was bedeutet, daß sich die Multipolzusammensetzung des Gammaspektrums mit dem Q-Wert ändert. Dies ist ein Hinweis darauf, daß bei tiefinelastischen Prozessen höhere Drehimpulse auf die Fragmente übertragen werden, wodurch die Yrastlinie bei höheren Spins getroffen wird. Aus Compoundkernmessungen ist bekannt, daß sich die Lage des "E2-Bumps" zu höheren Gammaenergien hin verschiebt, wenn höhere Spins bevölkert werden /DEL78/. Dies wird auch erhärtet durch den Verlauf der Anisotropie im Energiebereich

von 1000 keV bis 1500 keV, in dem bei den quasielastischen Prozessen deutlich niedrigere Anisotropien auftreten, was auf einen hohen Anteil von Dipol- oder nicht gestreckter Strahlung schließen läßt. Mit zunehmender Inelastizität der Reaktion steigt die Anisotropie für diesen Energiebereich an und erreicht bei tiefinelastischen Prozessen annähernd dieselben Werte wie für die beiden anderen Bereiche, d.h., der Anteil gestreckter E2-Übergänge wächst.

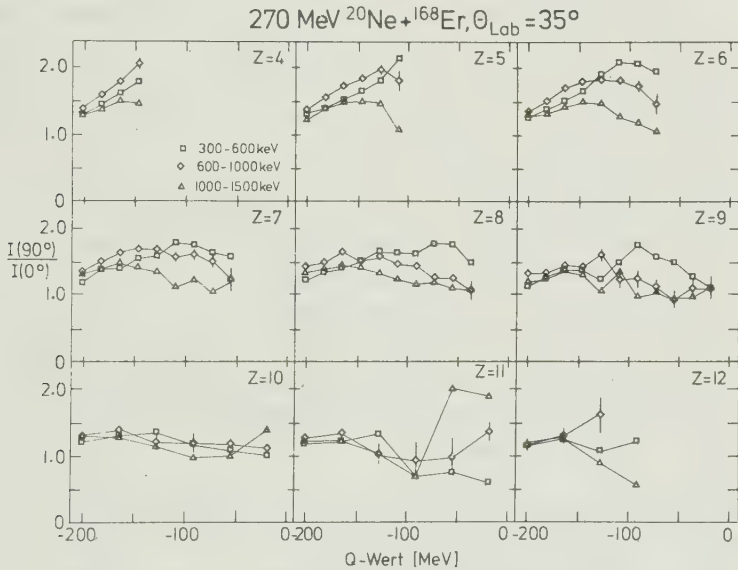


Abb. 22: Anisotropie der Gammastrahlung im System $^{20}\text{Ne} + ^{168}\text{Er}$ bei einer Einschußenergie von 270 MeV, $\theta_{\text{lab}} = 35^\circ$ für die Gammaenergiebereiche von 300 keV bis 600 keV, 600 keV bis 1000 keV und 1000 keV bis 1500 keV in Abhängigkeit vom Reaktions-Q-Wert für Ejektile mit Kernladungszahl $Z = 4$ bis $Z = 12$. Die verschiedenen Symbole kennzeichnen die verschiedenen Energiebereiche. Statistische Fehler sind nur für den mittleren Energiebereich gezeigt, für die beiden anderen Fenster sind sie ähnlich.

Aus Abb. 22 wird ersichtlich, daß die Zunahme der mittleren Anisotropie der energieintegrierten Gammastrahlung mit dem Massentransfer verursacht wird durch die verschieden hohe Anisotropie bei den quasielastischen Ereignissen. Während für die tiefinelastischen Prozesse in allen Kanälen annähernd gleich hohe Anisotropien erreicht werden, unterscheiden sie sich bei den quasielastischen Prozessen um den Faktor 2.

Die hohe Anisotropie in den Transferkanälen zeigt, daß die Fragmentspins sehr gut parallel zur Streunormalen ausgerichtet sind, während beim inelastischen Stoß im Neonkanal die Spinausrichtung schlecht ist. Dies ist ein Indiz für den unterschiedlichen Charakter der zugrundeliegenden Prozesse:

-Für den quasielastischen Transfer verlangt klassisches Impulsmatching /BRI72/, daß das transferierte Teilchen mit Strahlgeschwindigkeit in der Streuebene übertragen wird. Dies führt dazu, daß der Fragmentspin hoch ist und parallel zur Streunormalen $\underline{k}_i \times \underline{k}_f$ ausgerichtet ist, was sich in der hohen Anisotropie bemerkbar macht. Dieser Befund wird durch die Messung der Gammazirkularpolarisation bestätigt, die für die Strahlgeschwindigkeitskomponente eine hohe Polarisierung zeigte /DÜN84/.

-Beim inelastischen Stoß ist der Spintransfer klein. Wenn der Stoßprozeß nicht in der Äquatorialebene erfolgt, werden, da klassisch $\underline{J} = \underline{r} \times \underline{p}$, Spinkomponenten in der Streuebene senkrecht zur Rückstoßrichtung erzeugt, was zu einer schlechten Ausrichtung des Fragmentspins führt. Aufgrund der Grundzustandsdeformation des Targetkerns oder der Fermibewegung von ausgetauschten Nukleonen kann die Bahn für einen solchen nichtäquatorialen Stoß trotzdem in den Detektor führen.

In Abb. 23 sind die Anisotropien für quasi- und tiefinelastische Prozesse für die beiden Gammaenergiebereiche von 300 keV bis 600 keV bzw. von 600 keV bis 1000 keV für die einzelnen Ejektile zusammengefaßt (s. auch Tab. 5). In den Ausgangskanälen mit $Z = 8 - 10$ treten in den Teilchenspek-

tren zwei Maxima auf, so daß hier die Definition von quasi- und tiefinelastischen Ereignissen eindeutig ist. Für Ejektile mit kleinerer Kernladungszahl, für die in den Spektren die beiden Komponenten nicht getrennt werden konnten, wurde die Lage der quasielastischen Komponente aus den Werten bei größeren Z 's extrapoliert, da die Energie dieser Strahlgeschwindigkeitskomponente ungefähr gegeben ist durch $E_i = E_{\text{Lab}} \cdot m/m_i$. Für tiefinelastische Prozesse folgt die mittlere Austrittsenergie der Ejektile der Wechselwirkungsbarriere im Ausgangskanal.

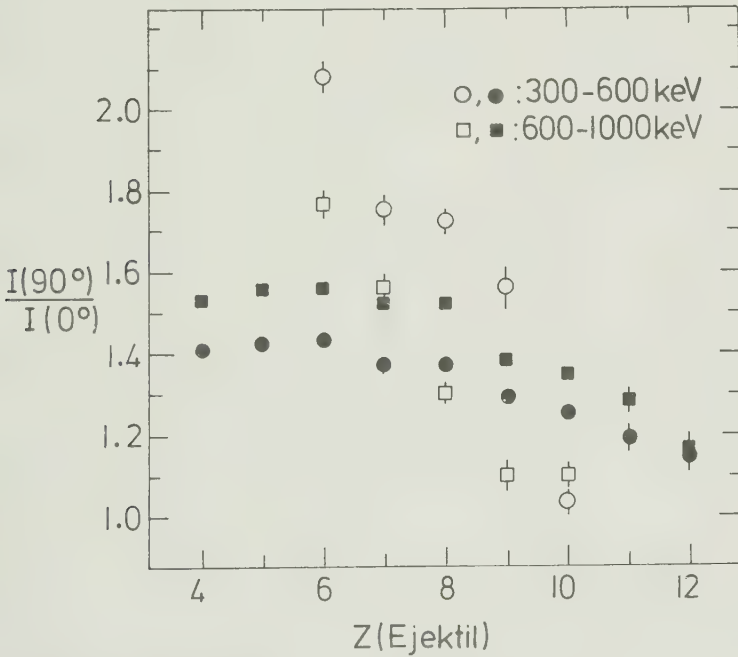


Abb. 23: Anisotropie der Gammastrahlung für die Gammaenergiebereiche von 300 keV bis 600 keV bzw. von 600 keV bis 1000 keV in Abhängigkeit von der Ejektilsorte für quasielastische (offene Symbole) und tiefinelastische Prozesse (geschlossene Symbole).

Charakteristisch ist der steile Anstieg für die Strahlgeschwindigkeitskomponente zu den Transferkanälen hin. Im Kohlenstoffkanal ist die Anisotropie doppelt so hoch wie im Neonkanal. Für die tiefinelastische Komponente bleibt ein Anstieg bestehen, allerdings ist er sehr viel schwächer als für die quasielastische Komponente. Im quasielastischen Bereich wird die höchste Anisotropie in dem Energiebereich von 300 keV bis 600 keV erreicht, während im tiefinelastischen Bereich in dem Energiebereich von 600 keV bis 1000 keV die höheren Werte auftreten.

Tab. 5: Anisotropie $A = I(90^\circ)/I(0^\circ)$ der Gammastrahlung für Ejektile mit Kernladungszahl Z aus der Reaktion $270 \text{ MeV } ^{20}\text{Ne} + ^{168}\text{Er}$ bei einem Teilchenwinkel von 35° .

Z	<Q> (MeV)	Quasielastisch		Tiefinelastisch	
		A ^{a)}	A ^{b)}	A ^{a)}	A ^{b)}
4				1.41 $\pm$.04	1.53 $\pm$.04
5	-125			1.42 $\pm$.04	1.56 $\pm$.04
6	-110	2.08 $\pm$.04	1.77 $\pm$.04	1.43 $\pm$.04	1.56 $\pm$.04
7	-80	1.75 $\pm$.04	1.56 $\pm$.04	1.37 $\pm$.04	1.52 $\pm$.04
8	-60	1.72 $\pm$.03	1.30 $\pm$.03	1.37 $\pm$.04	1.52 $\pm$.04
9	-40	1.56 $\pm$.06	1.10 $\pm$.05	1.29 $\pm$.04	1.38 $\pm$.04
10	-25	1.03 $\pm$.04	1.10 $\pm$.05	1.25 $\pm$.04	1.34 $\pm$.04
11				1.19 $\pm$.04	1.28 $\pm$.04
12				1.15 $\pm$.04	1.16 $\pm$.04
6-8	-80	1.82 $\pm$.02	1.49 $\pm$.04	1.40 $\pm$.01	1.54 $\pm$.01
4-12				1.38 $\pm$.01	1.52 $\pm$.01

a) $300 \text{ keV} \leq E_\gamma \leq 600 \text{ keV}$

b) $600 \text{ keV} \leq E_\gamma \leq 1000 \text{ keV}$

6.2 Spinalignment

Um aus den gemessenen Anisotropien das primäre Spinalignment abzuleiten, muß man die Multipolarität der Gammastrahlung kennen, die Verschlechterung der Spinausrichtung durch Teilchen- und Gammazerfall berücksichtigen, sowie die Abschwächung der Anisotropie aufgrund der endlichen Detektoröffnung.

Der letzte Effekt ist aufgrund des kleinen Öffnungswinkels der Gammadetektoren von $\pm 7^\circ$ vernachlässigbar klein (s. Anhang A.1), wurde bei der Analyse der Daten jedoch generell berücksichtigt.

Die größte Unsicherheit kommt durch die ungenaue Kenntnis der Multipolzusammensetzung des Gammaspektrums zustande. Die Untersuchung der Multipolarität von Kontinuums-Gammastrahlung im Massenbereich von $A = 170$ /DEL78/ zeigte, daß bei Gammaenergien um 500 keV gestreckte Quadrupolstrahlung dominiert, daß aber Beimischungen von typisch 10 % Dipolstrahlung vorhanden sind. Ein ungelöstes Problem ist die Frage, wieviele nicht gestreckte Übergänge auftreten. Aus gamma-spektroskopischen Untersuchungen /NEW75, TRA75, SIM76, SAR78, HIL79, DIA80/ wird geschlossen, daß beim Prä-Yrast-Gammazerfall typisch 4-5 nicht gestreckte Gamma's emittiert werden.

Aus dem statistischen Modell folgt, daß das Energiespektrum statistischer Gammastrahlung eine Form hat, die gegeben ist durch:

$$(21) \quad N(E_\gamma) \sim E_\gamma^2 \exp(-E_\gamma/T)$$

mit effektiver Kerntemperatur T . Im Prinzip kann man Gl.(21) an den hochenergetischen Teil des Gammaspektrums anfitzen und erhält so den Anteil statistischer Gamma's bei jeder Energie. Insbesondere bei niedrigen Gammaenergien ist dieses Verfahren jedoch unsicher, da für den Exponenten bei E_γ Werte zwischen 1 und 5 angegeben werden, was die Form bei tiefen Gammaenergien entscheidend beeinflusst.

Daher wurde hier auf spektroskopische Daten zurückgegriffen /DÜN84/. Aus der Anisotropie diskreter E2-Übergänge bei quasielastischen Ereignissen im $Z=8$ -Ausgangskanal wurde auf

ein Spinalignment von (75 ± 10) % geschlossen. Die hier vorliegenden Daten für Kontinuums-Gammastrahlung wurden an diesen Wert angepaßt, wobei zunächst nach /DEL78/ eine Beimischung von 10 % Dipolstrahlung angenommen wurde. Die Anpassung lieferte einen Anteil von 25 % bzw. 55 % isotroper Strahlung in den Energiebereichen von 300 keV bis 600 keV bzw. 600 keV bis 1000 keV. Aus der Gammamultiplizität in diesen Gammaenergiebereichen ergaben sich Absolutwerte von 0.3 bzw. 0.45 isotrope Gamma's pro Ereignis. Es wurde angenommen, daß diese Werte für alle Ausgangskanäle konstant bleiben und sich auch mit dem Reaktions-Q-Wert nicht ändern. Da die Gammamultiplizität für tiefinelastische Prozesse sehr viel höher ist als für quasielastische Ereignisse, macht die Korrektur in der tiefinelastischen Komponente nur wenig aus. Der Anteil nicht gestreckter Gamma's beträgt für diese Ereignisse typisch (10 ± 5) %. Diese Unsicherheit in der Zahl nicht gestreckter Übergänge macht im Spinalignment einen maximalen Fehler von ± 5 % aus.

Abgedampfte leichte Teilchen, wie Neutronen und α -Teilchen, die von den hochangeregten Reaktionsprodukten vor dem Gammazerfall emittiert werden, können zu einer spürbaren Verschlechterung der Spinausrichtung führen. Man kann im Rahmen des statistischen Modells aus Verdampfungsrechnungen den Spin, der von den abgedampften Teilchen weggetragen wird, und die Größe der durch den Emissionsprozeß induzierten Spinfluktuationen gewinnen. Die Abschätzung des Effekts hier beruht auf einem einfachen geometrischen Modell /BLA81/, bei dem man den Komplex aus Restkern und abgedampften Teilchen in Kontakt betrachtet und den Bahndrehimpuls dieses Systems berechnet (s. Anhang A.2). Der Spin, der aus dem System genommen wird, ist gegeben durch diesen Bahndrehimpuls und die Anregungsenergie, und die Größe der Fluktuationen erhält man durch Mittelung über alle Emissionswinkel des abgedampften Teilchens und die Geschwindigkeitsverteilung der Nukleonen im Kern. Der Vergleich dieses geometrischen Modells mit Rechnungen mit statistischen Verdampfungs-codes lieferte eine sehr gute Übereinstimmung für beide Methoden /DØS85/.

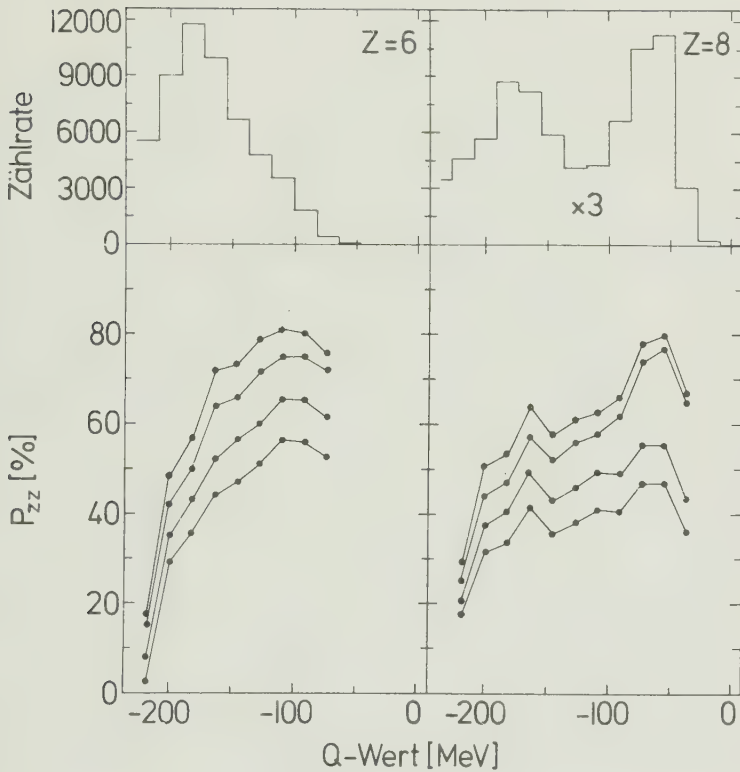


Abb. 24: Spinalignment für die Z=6 und Z=8 Ausgangskanäle des Systems $^{270}\text{MeV } ^{20}\text{Ne} + ^{168}\text{Er}$, $\theta_{\text{lab}} = 35^\circ$, in Abhängigkeit vom Reaktions-Q-Wert. Die unterste Kurve gibt das Alignment an, das man aus der Anisotropie des Gammaenergiebereichs 600 keV - 1000 keV unter der Annahme reiner Quadrupolstrahlung erhält, die Kurve darüber ergibt sich bei einer Mischung von 10 % E1- und 90 % E2 Strahlung. Bei der nächsten Kurve wurde die Zahl nicht gestreckter Übergänge so angepaßt, daß für Z=8 im quasielastischen Bereich der Wert aus spektroskopischen Daten erreicht wurde (s. Text), und bei der obersten Kurve wurde das Dealignment durch Teilchenabsorption berücksichtigt.

Mit dieser Vorschrift ergibt sich, daß sich das primäre Spinalignment für quasielastische Prozesse um 6 % und für tiefinelastische Ereignisse um 10-15 % verschlechtert.

Abb. 24 zeigt für die Kohlenstoff- und Sauerstoff-Ausgangskanäle des Systems $^{20}\text{Ne} + ^{168}\text{Er}$ bei einer Einschußenergie von 270 MeV, $\theta_{\text{Lab}}=35^\circ$, wie sich die einzelnen Korrekturen auf das Spinalignment auswirken. Die unterste Kurve stellt jeweils das Spinalignment dar, das man aus der Anisotropie im Gammaenergiebereich von 600 keV bis 1000 keV mit der Annahme von reiner Quadrupolstrahlung erhält. Diese Annahme liefert ein niedriges Spinalignment, das durchweg unter 60 % liegt. Für die nächsthöhere Kurve wurde angenommen, daß eine Mischung von 10 % Dipolstrahlung und 90 % Quadrupolstrahlung vorliegt. Dies führt zu einer generellen Anhebung der Werte um ca. 8 %, der aus der Spektroskopie gewonnene Wert von 75 % im Sauerstoffkanal wird jedoch nicht erreicht. Erst durch die Beimischung von nicht gestreckten Übergängen (s. o.) wird in der quasielastischen Komponente der Wert von 75 % erreicht. Da die Zahl nicht gestreckter Gamma's als konstant angenommen wurde, ist die Korrektur des Spinalignments im quasielastischen Bereich, in dem die Gammamultiplizität klein ist, sehr viel größer als im tiefinelastischen Bereich, da hier der prozentuale Anteil isotroper Übergänge aufgrund der höheren Gammamultiplizität kleiner ist. Die oberste Kurve gibt schließlich das primäre Spinalignment vor der Teilchenabdampfung an. Im quasielastischen Bereich ist die Anregungsenergie der Kerne noch relativ klein, so daß hier weniger Neutronen abgedampft werden als im tiefinelastischen Bereich. Gleichzeitig ist aber auch der primäre Fragmentspin kleiner, so daß sich die Emission eines Neutrons in einer stärkeren Verschlechterung der Spinorientierung bemerkbar macht als im tiefinelastischen Bereich. Insgesamt ist aber die Verschlechterung der Ausrichtung in der tiefinelastischen Komponente - aufgrund der größeren Zahl abgedampfter Teilchen - größer als im quasielastischen Bereich.

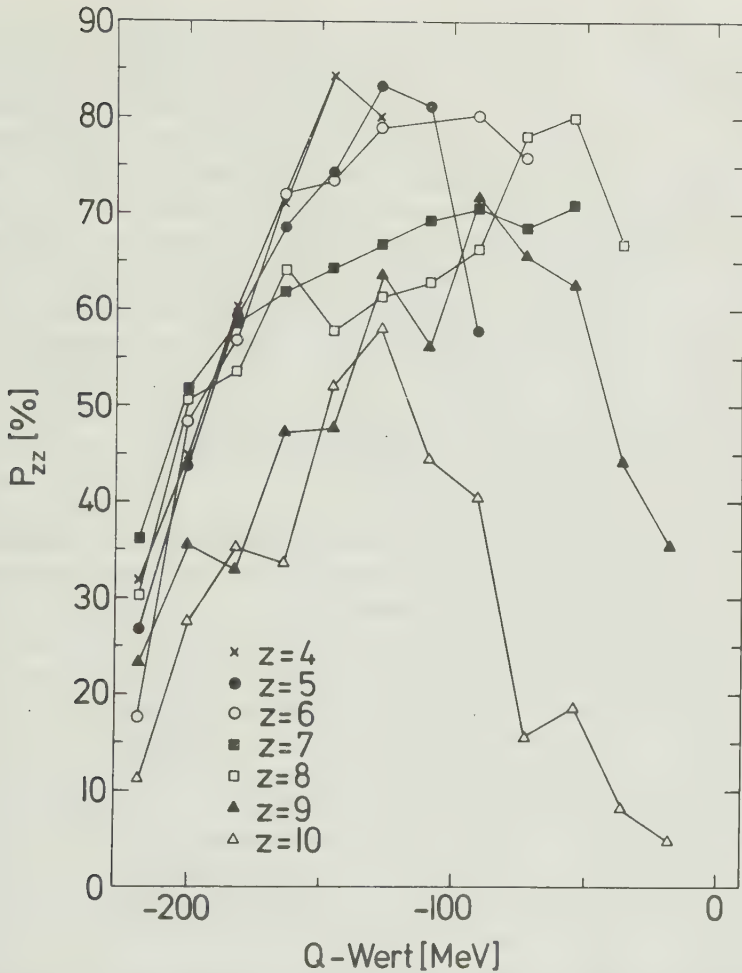


Abb. 25: Primäres Spinalignment P_{zz} für die Ausgangskanäle $Z=4$ bis $Z=10$ der Reaktion $270 \text{ MeV } ^{20}\text{Ne} + ^{168}\text{Er}$, $\theta_{\text{Lab}}=35^\circ$, in Abhängigkeit vom Reaktions- Q -Wert.

In Abb. 25 ist das primäre Spinalignment in dem System $270 \text{ MeV } ^{20}\text{Ne} + ^{168}\text{Er}$ bei einem Laborwinkel von 35° für die Ejektile mit Kernladungszahl $Z=4$ bis $Z=10$ zusammengefaßt. Es fällt auf, daß, außer in den Fluor- und Neon-Kanälen, die Spinausrichtung für die Strahlgeschwindigkeitskomponente mit ungefähr 80% sehr gut ist; der Fluktuationswinkel (s. Kap.2)

des Spinvektors bezüglich der Streunormalen beträgt hier ungefähr 20° . Zu negativeren Q-Werten hin fällt das Spinalignment steil ab und erreicht im Zentrum der tiefinelastischen Komponente in den Kanälen mit $Z \leq 8$ einen Wert von ungefähr 50%, was einem Fluktuationswinkel von etwa 35° entspricht. In den Fluor- und Neon-Ausgangskanälen liegt das Alignment mit ungefähr 30%, entsprechend einem Fluktuationswinkel von 45° , noch deutlich tiefer.

Charakteristisch ist, daß der Abfall von P_{zz} mit zunehmender Inelastizität der Reaktion mit kleiner werdender Kernladungszahl des nachgewiesenen Ejektils immer steiler wird. Dies ist ein Ausdruck dafür, daß die optimalen Q-Werte für tiefinelastische und quasielastische Prozesse immer näher zusammenrücken, je weiter sich der Ausgangskanal vom Eingangskanal entfernt.

Die unterschiedlich gute Spinausrichtung im quasielastischen Bereich kann man verstehen, wenn man die Prozesse betrachtet, die zu dem jeweiligen Ausgangskanal führen. In den Transferkanälen erwartet man aufgrund klassischer Matching-Bedingungen /BRI72/, daß das ausgetauschte Teilchen mit Strahlgeschwindigkeit in der Streuebene übertragen wird. Der Spin, der dadurch übertragen wird, ist im wesentlichen entlang der Streunormalen ausgerichtet. Der Drehimpulsübertrag durch den Transferprozeß ist in Modellen für unvollständige Fusion gegeben durch den kritischen Drehimpuls für Fusion des Komplexes aus Targetkern und transferiertem Teilchen. Die Abschätzung seiner Größe mithilfe des Wilczynski-Modells /WIL82/ ergibt für den α -Transfer einen Wert von $24.5 \hbar$, etwas oberhalb des Wertes von $19 \hbar$, der aus spektroskopischen Daten /DÜN82/ für den Sauerstoffkanal abgeleitet wurde.

Das maximale Spinalignment, das beim Transfer auftreten kann, hängt mit der Impulsunschärfe des übertragenen Teilchens zusammen. In dem ähnlichen System $^{20}\text{Ne} + ^{197}\text{Au}$ bei einer Einschußenergie von 290 MeV wurde z.B. eine longitudinale Impulsbreite Δp von 90 MeV/c im $Z=8$ Ausgangskanal gefunden /HOM83/. Unter der Annahme einer gleich großen transversalen Impulsbreite ergibt sich die Breite der Drehimpulsverteilung $\sigma = R \cdot \Delta p$ zu ungefähr $3 \hbar$ für einen α -

Transfer an der Oberfläche eines ^{168}Er -Kerns. Damit ergibt sich ein maximales Spinalignment von 96 %, beträchtlich oberhalb des Meßwertes von 80 %.

In Tab. 6 sind für die quasielastischen Transferkanäle $Z=5-9$ die maximal möglichen Werte des Spinalignments aufgrund der Impulsbreite der transferierten Teilchen mit den experimentellen Ergebnissen verglichen. Die Werte für die Impulsunschärfe Δp stammen aus /HOM83/, der Spinübertrag wurde nach dem Wilczynski-Modell /WIL82/ berechnet, und die Breite der Drehimpulsverteilung wurde berechnet nach $\sigma = R \cdot \Delta p$, mit $R = 1.16 \cdot A^{1/3}$.

Tab. 6: Vergleich des experimentell gefundenen Spinalignments mit dem aufgrund der Impulsunschärfe des transferierten Teilchens maximal möglichen Spinalignment für die Strahlgeschwindigkeitskomponente der Ausgangskanäle $Z=5-9$ im System 270 MeV $^{20}\text{Ne} + ^{168}\text{Er}$ bei einem Streuwinkel von 35° .

Kanal transferiertes Teilchen		$l_{\text{crit}}^{\text{a)}$ ($\hbar$)	$\Delta p^{\text{b)}$ (MeV/c)	$\sigma^{\text{c)}$ ($\hbar$)	P_{zz}^{max} (%)	P_{zz}^{exp} (%)
^{11}B	^9B	40	160	5.2	95	84
^{12}C	^8Be	38	135	4.4	96	81
^{15}N	^5Li	27.5	120	3.9	94	70
^{16}O	α	24.5	90	2.9	96	80
^{19}F	p	9	56	2.1	85	45

a) berechnet nach dem Wilczynski-Modell /WIL82/

b) nach Homeyer /HOM83/

c) $\sigma = R \cdot \Delta p$, mit $R = 1.16 \cdot A^{1/3}$

Die Tendenz der Daten wird durch die Abschätzung richtig wiedergegeben, die experimentellen Ergebnisse liegen jedoch durchweg unterhalb der theoretischen Werte. Im Fluorkanal

ergibt sich aufgrund des kleinen Spintransfers ein niedriges Spinalignment. In den Kanälen mit massiverem Transfer ist das Spinalignment aufgrund des hohen Drehimpulsübertrags nahezu konstant.

Die Diskrepanz kann darauf beruhen, daß longitudinale und transversale Impulsbreite verschieden groß sein können. Um Übereinstimmung zu erzielen, benötigt man eine ungefähr doppelt so große transversale Impulsbreite.

Das Spinalignment kann durch Aufbruchprozesse erniedrigt werden. Im quasielastischen Fall erfolgt der Aufbruch sequentiell /HOM83/. So zerfällt z.B. ^{20}Ne bei einer Anregungsenergie oberhalb 5.9 MeV in $\alpha + ^{16}\text{O}$, d.h. zum Z=8-Ausgangskanal kann der Neon-Kanal mit seinem niedrigen Spinalignment beitragen. Der Aufbruchprozeß selber kann ebenfalls zu einer Verschlechterung der Spinausrichtung führen. Die transversalen Impulskomponenten (in Richtung der Streunormalen) führen dazu, daß die Streuebene nicht mehr gut definiert ist, was eine Erniedrigung des Alignments bewirkt. Die Abschätzung dieses Effekts für ein mit der Coulombenergie emittiertes α -Teilchen liefert für den Neonkanal (Aufbruch von ^{24}Mg) ein maximales Dealignment von 2% und für den Berylliumkanal (Aufbruch von ^{12}C) von 4%.

Das Spinalignment kann auch durch Drei-Körperprozesse erniedrigt werden. Bei Aufbruch im Eingangskanal findet lediglich ein inelastischer Stoß des nachgewiesenen Ejektils mit dem Targetkern statt. Wie der Neon-Kanal zeigt, ist für diesen Prozeß das Spinalignment niedrig. Der Spintransfer ist in diesem Fall klein, und relativ große, nicht ausgerichtete Spinkomponenten werden in einer Ebene senkrecht zur Richtung des Impulstransfers generiert (s. Kap. 7), was zu einem beträchtlichen "Verwackeln" des Drehimpulsvektors führt. Aus der niedrigen Multiplizität im Z=8-Kanal wurde geschlossen, daß Aufbruchs- und Transferprozesse ungefähr gleichstark zum Wirkungsquerschnitt beitragen /DÜN84/. Da die beiden Prozesse entsprechend ihrer Multiplizität zum Spinalignment beitragen, wird sein Wert dominiert durch das hohe Alignment für den Transfer.

Die vorgestellten Effekte sind im einzelnen sehr klein, das Zusammenwirken aller Prozesse kann jedoch durchaus eine

Verschlechterung der Spinausrichtung um 10% bewirken. Die vorliegenden Daten sind jedoch nicht sensitiv genug, um einen Effekt zu favorisieren.

Der Abfall des Spinalignments mit negativer werdendem Q -Wert ist ein Hinweis darauf, daß ein Relaxationsprozeß vorliegt, d.h. durch thermische Fluktuationen nicht ausgerichtete Spinkomponenten generiert werden, die zu einer Verschlechterung der Spinausrichtung führen. Die Prozesse, die dies bewirken, sollen im nächsten Kapitel diskutiert werden.

6.3 Statistisches Modell

In der Literatur wurden eine Vielzahl von Modellen vorgestellt, um den Spintransfer und das Auftreten von Spinfluktuationen zu erklären, wie Transportmodelle /AYI76,HOF77, AYI78,WOL79,WEI80,LI83,DØS85/, zeitabhängige Hartree-Fock-Rechnungen /DAV85/, Modelle mit Oberflächenvibrationen /BRO79, MIN82/ und statistische Modelle /MOR80,SCH82,FRI81/.

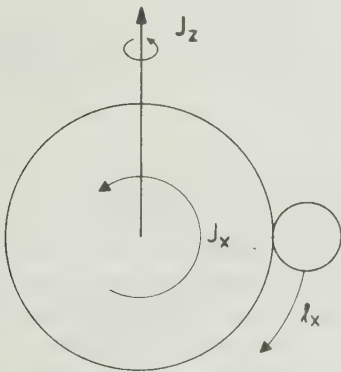


Abb. 26: Schematische Darstellung zum Aufbau einer nicht ausgerichteten Spinkomponente in einem stark asymmetrischen System.

Die Diskussion hier folgt dem statistischen Modell von Moretto et al., weil das statistische Gleichgewicht den Grenzwert darstellt, den alle Modelle für große Zeiten annehmen müssen. Aus der Untersuchung tiefeinelastischer Reaktionen weiß man, daß in bestimmten Freiheitsgraden, wie z.B. der Massenasymmetrie des Systems, Relaxationsprozesse vorliegen. Daher ist die Frage interessant, wie weit in den Ro-

tationsfreiheitsgraden eine Gleichgewichtskonfiguration erreicht wird. Hier soll zunächst eine vereinfachte Ableitung gegeben werden für ein extrem asymmetrisches System, bei dem das leichte Fragment keinen Spin aufnimmt, was für ein System wie $^{20}\text{Ne} + ^{168}\text{Er}$ eine sehr gute Näherung darstellt. Die vollständige Theorie, die die Kopplung mit dem Spin des leichten Fragments berücksichtigt, wird im Anhang gegeben.

Im statistischen Gleichgewicht ist die Wahrscheinlichkeit $P(E^*, \underline{J})$ für die Besetzung einer Konfiguration mit Anregungsenergie E^* und Drehimpuls $\underline{J}$ gegeben durch die Zustandsdichte $\rho(E^*, \underline{J})$ im Phasenraum:

$$(22) \quad P(E^*, J_x, J_y, J_z) \sim g(E^*, J_x, J_y, J_z)$$

Für die Zustandsdichte gilt nach der Fermi-Gas Formel:

$$(23) \quad g(E^*, J_x, J_y, J_z) \sim \exp(2\sqrt{\alpha(E_{\text{cm}} + Q_{\text{gg}} - V_B - E_{\text{Rot}}(J_x, J_y, J_z))})$$

mit Niveaudichteparameter $\alpha \approx A/8 \text{ MeV}^{-1}$, Anregungsenergie an der Barriere $E^* = E_{\text{cm}} + Q_{\text{gg}} - V_B$, wobei E_{cm} die kinetische Energie im Schwerpunktsystem, Q_{gg} der Grundzustands-Q-Wert für die Bildung der Ausgangskanalkonfiguration und V_B die Wechselwirkungsbarriere im Ausgangskanal sind. Die Rotationsenergie E_{Rot} ist gegeben durch:

$$(24) \quad E_{\text{Rot}} = \frac{l_f^2}{2\mu D^2} + \frac{J_{x,1}^2 + J_{y,1}^2 + J_{z,1}^2}{2\Theta_1} + \frac{J_{x,2}^2 + J_{y,2}^2 + J_{z,2}^2}{2\Theta_2}$$

wobei l_f der Relativdrehimpuls im Ausgangskanal ist, der wiederum eine Funktion des Eingangskanaldrehimpulses l_i und des Fragmentspins $\underline{J}$ ist; Θ_i ist das Trägheitsmoment des Kerns. Die wahrscheinlichste Konfiguration bei festem l_i ergibt sich, wenn der Exponentialausdruck in Gl.(23) maximal wird, d.h. beim Minimum der Rotationsenergie. Dies wird erreicht, wenn der Komplex starr rotiert, d.h., $J_x = J_y = 0$, $J_z = J_{\text{sticking}}$, $l_f = l_i - J_{\text{sticking}}$.

Wenn die auftretenden Fluktuationen in der Rotationsenergie klein sind gegenüber der Anregungsenergie E^* in Gl.(23), läßt sich die Wurzel entwickeln und man erhält:

$$(25) \quad g(J_x, J_y, J_z) = g(J_{\text{sticking}}) \cdot \exp(-E(J_x, J_y, J_z)/T)$$

mit Kerntemperatur $T = \sqrt{E^*/a}$. Gl. (25) zeigt, daß die Anregung von Spinfluktuationen durch eine Boltzmann-Verteilung bestimmt ist, d.h. mit höher werdender Kerntemperatur T nehmen die Fluktuationen zu.

Die Verallgemeinerung dieses Konzeptes auf den Fall von zwei starren Körpern wurde von Moretto et al. /MOR80, SCH82/ durchgeführt (s. Anhang A.3). Durch die Einführung von Eigenschwingungen des Doppelkernsystems kann die Energie $\Delta E_{\text{Rot}} = E_{\text{Rot}}(J_x, J_y, J_z) - E_{\text{sticking}}$ geschrieben werden als Summe von Eigenvektoren ξ_i :

$$(26) \quad \Delta E_{\text{Rot}} = E_{\text{Rot}}(J_x, J_y, J_z) - E_{\text{sticking}} = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^6 \xi_i^2$$

Die sechs Eigenschwingungen des Systems sind:

- 1) Gleichsinnige Rotation um die x- bzw. z-Achse und entgegengesetzte Relativbewegung mit gleichgroßem Drehimpuls ("Wriggling").
- 2) Gegensinnige Rotation um die x- bzw. z-Achse und entgegengesetzte Relativbewegung ("Bending").
- 3) Gegensinnige Rotation um die Verbindungsachse ("Twisting").
- 4) Starre Rotation der Fragmente um die Verbindungsachse ("Tilting").

Bei den drei ersten Moden wird die intrinsische Rotation der Fragmente durch einen entgegengesetzt gerichteten Bahndrehimpuls kompensiert, so daß Gesamtdrehimpuls Null resultiert. Bei der letzten Schwingung dagegen wird Bahndrehimpuls der Relativbewegung in Spin in Richtung der Verbindungsachse verwandelt, was zu einem Verkippen der Reaktions-ebene führt.

In massenasymmetrischen Systemen ist der Tilting-Freiheitsgrad stark entwickelt, während die anderen Schwingungen stark unterdrückt sind. Dies beruht darauf, daß, - aufgrund der großen Differenz der Trägheitsmomente -, viel Energie nötig ist, um Moden anzuregen, bei denen das kleine Fragment rotiert und/oder ein großer Teil des Drehimpulses in die Relativbewegung geht. Tilting wird dagegen bei großen Mas-

senasymmetrien bevorzugt, da die Rotationsenergien für eine Drehung um die Verbindungsachse des Systems und um eine Achse senkrecht dazu nahezu gleich groß werden. Die Untersuchung der Spinverteilung in einem solchen System testet also insbesondere, ob bezüglich des Tilting-Freiheitsgrades das statistische Gleichgewicht erreicht wird.

Bevor die Daten mit den Modellvoraussagen verglichen werden können, muß die Spinverteilung, die in einem körperperfekten Koordinatensystem berechnet wurde, in das physikalisch relevante Laborsystem transformiert werden. Um die Transformation durchführen zu können, muß man die Richtung der Verbindungsachse der Kerne in diesem System kennen, wozu eine Vorstellung über die Reaktionsdynamik benötigt wird. Im Rahmen des Transport-Reibungsmodells wurde die Transformation durchgeführt /DøS85/. Der Grenzwert für große Zeiten in diesem Modell stimmt mit der Gleichgewichtsverteilung des statistischen Modells überein. Daher wurden für den Vergleich mit den experimentellen Ergebnissen die Parameter der gauß'schen Spinverteilung, (Gl.(3)), für das statistische Gleichgewicht des Transportmodells berechnet und anschließend nach der dortigen Vorschrift ins Laborsystem transformiert (s. Kap. 7). Durch die Transformation, die vom Streuwinkel θ_{cm} im Schwerpunktsystem abhängt, wird der Wert des Spinalignments nur wenig verändert. Bei $\theta_{cm}=90^\circ$ wirkt sich die Transformation nicht aus. Mit kleiner werdendem Streuwinkel nimmt dann das Alignment ab. Erst bei $\theta_{cm}=30^\circ$ wird das Alignment durch die Transformation um 5 % abgesenkt.

Der Vorteil der Ableitung im Transportmodell liegt darin, daß die Gleichgewichtskonfiguration in einem Koordinatensystem berechnet wird, in dem die Richtung der Quantisierungsachse $\underline{z}$ mit der Richtung des Bahndrehimpulses $\underline{l}_f$ zusammenfällt und die beiden Spinkomponenten in der Ebene senkrecht dazu isotrop sind. Daher hat die Coulombablenkung im Ausgangskanal keinen Einfluß auf die Verteilung der Spinkomponenten in der Streuebene. Wenn dagegen in einer Nicht-Gleichgewichtsverteilung diese Spinkomponenten anisotrop sind, findet durch Coulombablenkung eine Mischung zwischen beiden statt, und die Größe des Asymmetrieparameters P_{xy} und die Lage des Symmetriewinkels wird verändert.

In Abb. 27 sind für die tiefinelastische Reaktionskomponente der Ausgangskanäle mit $Z=4-10$ der Reaktion $270 \text{ MeV } ^{20}\text{Ne} + ^{168}\text{Er}$ bei Streuwinkeln von $25^\circ, 35^\circ$ und 55° die theoretischen Vorhersagen mit den experimentellen Werten verglichen. Die Daten zeigen bei allen Winkeln einen ähnlichen Verlauf für die einzelnen Reaktionskanäle. Das Spinalignment für den Neon-Kanal ist mit $25\% - 40\%$ sehr niedrig. Mit zunehmendem Massentransfer steigt das Spinalignment an und erreicht für $Z=5$ und $Z=6$ den Maximalwert von ungefähr 60% . Bei noch größerer Massenasymmetrie fällt P_{ZZ} dann wieder leicht ab. In Abhängigkeit vom Streuwinkel kann man feststellen, daß das Alignment bei kleineren Winkeln im Mittel niedrigere Werte annimmt. Dies erwartet man, da bei 0° keine Streuebene mehr definiert ist, so daß alle Orientierungen des Drehimpulses gleichberechtigt sind und das Alignment den Wert Null annehmen muß.

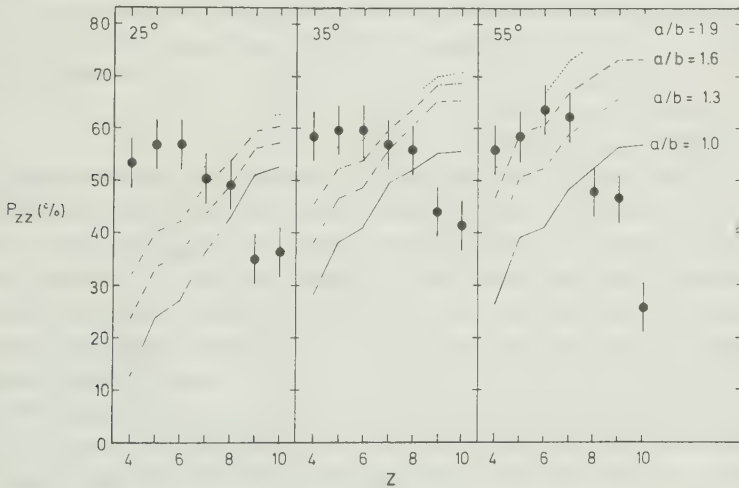


Abb. 27: Vergleich des Spinalignments der tiefinelastischen Komponente der Ausgangskanäle mit $Z=4-10$ der Reaktion $270 \text{ MeV } ^{20}\text{Ne} + ^{168}\text{Er}$ bei Streuwinkeln von $25^\circ, 35^\circ$ und 55° mit den Vorhersagen des statistischen Modells für verschiedene große Deformation des schweren Fragments.

Für die Modellrechnungen wurde angenommen, daß der wahrscheinlichste Gesamtdrehimpuls für den Ausgangskanal mit dem Ejektil Z der kritische Drehimpuls des Systems ($^{168}\text{Er} + \text{Z}$) ist, was sich als gutes Konzept zur Beschreibung der Gammamultiplizität herausgestellt hatte (s. Kap. 5). Die Ergebnisse hängen nicht empfindlich von dieser Annahme ab. Im Rahmen des statistischen Gleichgewichts ist die Spinkomponente in Richtung der Streunormalen immer durch den Sticking-Wert, (Gl.20), gegeben. Zunächst wurden die Trägheitsmomente der Fragmente, die die Parameter der Spinverteilung bestimmen, für kugelförmige Kerne berechnet (durchgezogene Kurve in Abb. 27). Für den Neon-Kanal ergeben sich Werte von P_{zz} , die bei allen Streuwinkeln zu hoch liegen. Mit zunehmender Massenasymmetrie des Ausgangskanals fallen die theoretischen Werte sehr steil ab, im Gegensatz zu den experimentellen Werten, die zunächst ansteigen. Der steile Abfall der theoretischen Werte rührt daher, daß der Tilting-Freiheitsgrad umso wichtiger wird, je asymmetrischer das System wird. Die Größe der ausgerichteten Spinkomponente ist in allen Ausgangskanälen - aufgrund des kleiner werdenden Eingangsdrehimpulses - annähernd gleich, jedoch nehmen die Fluktuationen drastisch zu.

Viele Untersuchungen von tiefinelastischen Reaktionen haben gezeigt, daß die Fragmente stark deformiert sein können /SOB81, REH81, RIT85/. Durch Deformation wird Tilting stark unterdrückt, während Bending und Wriggling leicht zunehmen. Insgesamt werden durch die Deformation die Fluktuationen im Mittel kleiner. Zwar wird auch die ausgerichtete Spinkomponente kleiner, da mehr Drehimpuls in die Relativbewegung geht, insgesamt steigt aber das Spinalignment an. Für die Rechnungen wurde angenommen, daß sich nur das schwere Fragment deformiert, da die leichten Ejektile nur sehr schwach angeregt sind. Die Form der Kerne wurde durch Ellipsoide approximiert, wobei als Parameter das Verhältnis von großer zu kleiner Halbachse a/b angegeben wird. Die Trägheitsmomente in Richtung der Rotationsachse, $\Theta_{||}$, und senkrecht dazu, $\Theta_{\perp}$, können geschrieben werden als /HAS78/:

$$(27) \quad \begin{aligned} \Theta_{\parallel} &= 0.4 \cdot M \cdot R^2 / \xi + 2 \cdot M \\ \Theta_{\perp} &= 0.2 \cdot M \cdot R^2 (\xi^2 + 1/\xi) + 2 \cdot M \end{aligned}$$

mit $\xi = (a/b)^{2/3}$.

In Abb. 27 sind die Ergebnisse der Modellrechnungen für drei verschieden große Deformationen von $a/b=1.3$ (gestrichelt), $a/b=1.6$ (strich-punktiert) und $a/b=1.9$ (gepunktet) eingezeichnet. Man erkennt, daß durch die Deformation das Spinalignment für alle Kanäle anwächst. Die Neon- und Fluor-Kanäle werden noch stärker überschätzt als im undeformierten Fall. Bei dem Streuwinkel von 55° wird mit einem Achsenverhältnis von $a/b=1.6$ eine zufriedenstellende Übereinstimmung für die zentrale Z-Gruppe mit $Z=5-7$ erzielt. Bei den beiden anderen Winkeln wären allerdings unrealistisch große Deformationen nötig, um Übereinstimmung mit den Daten zu erzielen. Durch die Deformation wird zwar die Steilheit des Abfalls von P_{ZZ} mit zunehmender Massenasymmetrie des Ausgangskanals abgemildert, die Abnahme des Alignments bleibt jedoch erhalten, im Widerspruch zu den experimentellen Werten, die einen Anstieg zeigen. Diese Diskrepanz kann mehrere Ursachen haben:

- 1) Das vollständige statistische Gleichgewicht in den Rotationsfreiheitsgraden des Systems wird nicht erreicht. Dafür spricht, daß die Datenpunkte für alle Ausgangskanäle zwischen den Werten für quasielastische Prozesse und denen für vollständige Equilibrierung liegen. In den Neon- und Fluor-Kanälen ist das Alignment im quasielastischen Stoß sehr niedrig, da wenig Spin übertragen wird. Mit zunehmender Inelastizität der Reaktion wird mehr Drehimpuls transferiert. Die so erzeugte, ausgerichtete Spinkomponente wächst anscheinend schneller an als die fluktuierenden Komponenten, so daß bei negativeren Q-Werten ein höheres Alignment resultiert. In den Transferkanälen wird durch den Nukleonenaustausch zunächst eine große, ausgerichtete Spinkomponente übertragen, während die Fluktuationen klein sind und sich somit ein hohes Spinalignment ergibt. Mit zunehmender Inelastizität wächst der Spinübertrag dann langsamer an als die Fluktuationen,

so daß das Alignment abnimmt. Die großen Spinfluktuationen, die zur Erreichung des Gleichgewichts nötig wären, werden aber nicht aufgebaut. Die Untersuchung der zeitlichen Entwicklung der einzelnen Rotationsfreiheitsgrade zeigt, daß insbesondere Tilting eine sehr lange Relaxationszeit hat /DØS85/. Möglicherweise kann es sich in den hier vorliegenden Reaktionszeiten nicht ausbilden. Die Z-Abhängigkeit des Spinalignments, die gerade umgekehrt verläuft wie die Entwicklung von Tilting mit der Massenasymmetrie, unterstützt diese Erklärung.

- 2) Tilting ist der einzige Rotationsfreiheitsgrad des Systems, durch den Drehimpuls der Relativbewegung in Spin der Fragmente verwandelt wird. Durch diese Erniedrigung des Bahndrehimpulses kann es passieren, daß er kleiner wird als der kritische Drehimpuls für Fusion, und das System fusioniert. Dieser Effekt wird mit zunehmender Massenasymmetrie des Ausgangskanals immer stärker, da Tilting mit der Massenasymmetrie anwächst. Wenn man im Ausgangskanal das Ejektil mit Kernladungszahl Z nachweist, bedeutet dies, daß sich Tilting für diese Prozesse nicht bis zum Gleichgewichtswert entwickelt haben kann, da sonst Fusion stattfindet. Man beobachtet im Ausgangskanal also nur einen Teil der Spinverteilung, bei der Tilting nicht voll entwickelt ist.

Die aus der Gammamultiplizität (Kap. 5) abgeleitete Größe der mittleren Fragmentspins $\langle J \rangle$ gibt zusammen mit dem Spinalignment den Hinweis darauf, daß das statistische Gleichgewicht nicht erreicht wird. Da es im statistischen Gleichgewicht zur starren Rotation kommt, wird wegen der zusätzlichen Spinfluktuationen der mittlere Spinbetrag stark überschätzt.

In Tab. 7 sind für die verschiedenen Ausgangskanäle die theoretischen Werte für den mittleren Spinbetrag $\langle J \rangle$, das Alignment P_{zz} und die mittlere Fluktuationsbreite $\langle \sigma^2 \rangle = 1/3 \cdot (\sigma_x^2 + \sigma_y^2 + \sigma_z^2)$ zusammen mit den experimentellen Ergebnissen zusammengefaßt. Bei den Rechnungen wurde angenommen, daß das schwere Fragment deformiert ist mit Achsenverhältnis

$a/b = 1.5$. Die Fluktuationen nehmen mit zunehmender Massen-asymmetrie des Ausgangskanals stark zu, so daß das theoretische Alignment zu klein wird. In Tab. 7 sind in den beiden letzten Spalten die Werte der ausgerichteten Spinkomponente $\langle J_z \rangle$ und der mittleren Fluktuationsbreite $\langle \sigma \rangle$ angegeben, die benötigt werden, um sowohl den Spinbetrag als auch das Alignment zu reproduzieren. Man erkennt, daß die so bestimmte z-Komponente des Spinvektors recht gut mit dem Wert für starre Rotation (s. Tab. 4) übereinstimmt. Bei der Fluktuationsbreite werden für die Fluor- und Neon-Kanäle die Werte für statistisches Gleichgewicht benötigt. Für größer werdende Massenasymmetrie werden die Fluktuationen dann kleiner, im Gegensatz zum statistischen Modell.

Tab. 7: Vergleich der sich aus dem statistischen Modell ergebenden Werte von P_{zz} und $\langle \sigma \rangle = \sqrt{1/3 \cdot (\sigma_x^2 + \sigma_y^2 + \sigma_z^2)}$ mit den Werten, die benötigt werden, um die Meßwerte für den mittleren Spinbetrag und das Alignment zu reproduzieren.

Z	$\langle J \rangle^{\text{exp}}$ ($\hbar$)	P_{zz}^{exp} (%)	l_1 ($\hbar$)	$\langle J \rangle$ ($\hbar$)	P_{zz} (%)	$\langle \sigma \rangle$ ($\hbar$)	J_z ($\hbar$)	$\langle \sigma \rangle$ ($\hbar$)
4	29	58	42	41.5	44.1	19.0	23.5	10.0
5	30	60	47	41.0	51.9	17.0	25.0	10.3
6	31	60	48	40.0	53.7	16.0	25.5	10.5
7	32	57	53	39.9	59.7	13.9	27.0	11.7
8	32	56	57	39.4	63.8	13.7	25.2	10.1
9	32	44	63	38.8	68.7	13.7	25.0	13.5
10	32	42	64	38.1	69.4	13.7	24.5	13.7

Der Verlauf des Spinalignments als Funktion des Reaktions-Q-Werts zeigt, daß auch bei der hohen Einschußenergie eine Thermalisierung stattfindet. Im Gegensatz zu Experimenten bei niedrigerer Einschußenergie sind die Reaktionszeiten jedoch wahrscheinlich zu kurz, um die Ausbildung eines vollständigen statistischen Gleichgewichts in den Rotationsfreiheitsgraden des Systems zu ermöglichen.

7. Verteilung der Spinkomponenten in der Streuebene

7.1 Experimentelle Ergebnisse

Im Gegensatz zur Messung der out-of-plane-Anisotropie, bei der man nur auf den Mittelwert der Spinfluktuationen sensitiv ist, ermöglicht die Bestimmung der inplane-Anisotropie Rückschlüsse auf die Größe und Orientierung der Spinkomponenten in der Streuebene. Wenn diese verschieden sind, beobachtet man im allgemeinen eine anisotrope Winkelverteilung. Aus der Anisotropie kann man auf die Differenz der inplane-Komponenten schließen, und aus der Lage der Minima und Maxima der Winkelverteilung kann man die räumliche Orientierung der Spinverteilung bestimmen.

Wie die Abb. 28,31-34 zeigen, findet man anisotrope Winkelverteilungen in der Streuebene. Aufgetragen ist jeweils die in der Streuebene gemessene Intensität $I(\theta=90^\circ, \phi)$, bezogen auf die in Richtung der Streunormalen gemessene Intensität $I(\theta=0^\circ)$, in Abhängigkeit von dem Winkel ϕ_γ in der Reaktionsebene.

Um den experimentellen Aufbau zu überprüfen, wurde eine Messung mit einer symmetrischen Aufstellung der NaJ(Tl)-Detektoren ($\phi_\gamma=155^\circ$ und 205°) durchgeführt (s. Kap. 3.2.2). Die Ergebnisse dieser Messung stimmten sehr gut überein. Daher sind diese Punkte in den folgenden Abbildungen jeweils zusammengefaßt worden.

Eine weitere Überprüfungsmöglichkeit boten die zufälligen Koinzidenzen, für die die Winkelverteilungen symmetrisch um die Strahlachse waren und 180° -Symmetrie zeigten, wie man es für diese Gamma's aus Compoundkernreaktionen erwartet.

Wie in Kap.6.1 gezeigt wurde, findet man bei der out-of-plane-Anisotropie verschiedene Effekte für die verschiedenen Ausgangskanäle und verschiedene Gammaenergien, was sich auch in den inplane-Winkelkorrelationen widerspiegeln sollte. Daher werden im folgenden die Winkelverteilungen für schmale Bereiche von Gammaenergien für die einzelnen Ausgangskanäle untersucht. Für die quasielastische Komponente wird zunächst der Energiebereich von 300 keV bis 600 keV betrachtet, in dem die höchsten Werte der out-of-plane Anisotropie auftra-

ten. Man kann daher erwarten, daß sich dann auch die größten Effekte in der Reaktionsebene zeigen.

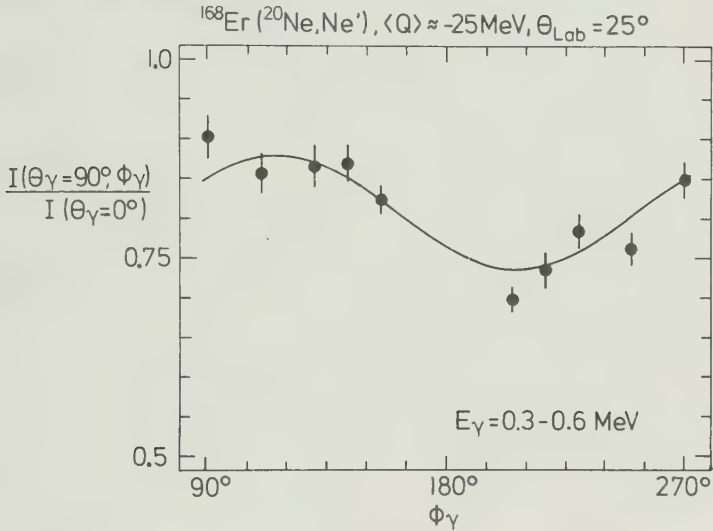


Abb. 28: Anisotropie der Gammastrahlung in Koinzidenz zu $Z=10$ Ejektilen der Reaktion $270 \text{ MeV } ^{20}\text{Ne} + ^{168}\text{Er}$, $\theta_{\text{Lab}} = 25^\circ$, bei einem mittleren Q -Wert von -25 MeV in Abhängigkeit vom Azimutwinkel ϕ_γ für den Gammaenergiebereich von 300 keV bis 600 keV .

Abb. 28 zeigt für den Neon-Ausgangskanal der Reaktion $270 \text{ MeV } ^{20}\text{Ne} + ^{168}\text{Er}$ bei einem Streuwinkel von 25° und mittleren Q -Wert von -25 MeV die Intensität in der Streuebene, bezogen auf die Intensität in Richtung der Streunormalen. Die durchgezogene Kurve zeigt den Fit der Funktion $A + B \cos^2(\phi_\gamma - \phi_\gamma^0)$ an die Daten. Die maximale Intensität tritt bei einem Winkel von 107° auf. Diese Richtung stimmt annähernd mit der Richtung des Impulstransfers $\Delta \mathbf{p} = \mathbf{p}_i - \mathbf{p}_f$ für diesen inelastischen Stoß überein (s. Abb. 29). Das Ergebnis zeigt, daß die fluktuierenden Drehimpulskomponenten bevorzugt in einer Ebene senkrecht zur Rückstoßrichtung liegen. Da klassisch $\mathbf{J} = \mathbf{r} \times \Delta \mathbf{p}$, ergibt sich diese Geometrie, wenn die Fluktuationen im Drehimpulsübertrag in der Ebene senkrecht zur Verbindungslinie der beiden Massenzentren liegen /DYE79/.

Das Zustandekommen dieser Drehimpulskonfiguration kann man in einer einfachen geometrischen Überlegung verstehen: Ohne Spinfluktuationen findet der Stoß der beiden Kerne in der Äquatorialebene statt. Der Drehimpulsübertrag steht in diesem Fall senkrecht auf der Reaktionsebene. Es sind jedoch auch Prozesse möglich, bei denen der Stoß außerhalb der Äquatorialebene erfolgt. Aufgrund der ellipsoidischen Gestalt des Targetkerns oder aufgrund der Fermibewegung der Nukleonen kann die Bahn auch für diesen Fall in den Detektor führen. Bei einem solchen nichtäquatorialen Stoß gibt es eine Komponente des Radiusvektors $\underline{r}$, die aus der Reaktionsebene heraus zeigt. Da Impuls in die Rückstoßrichtung übertragen wird, und da $\underline{J} = \underline{r} \times \Delta \underline{p}$, gibt es somit eine Komponente des Drehimpulses in der Reaktionsebene und senkrecht zu der Rückstoßrichtung, $\Delta \underline{p} = \underline{p}_i - \underline{p}_f$, die eine Symmetrieachse der Spinverteilung darstellt. Diese Symmetrieachse wird durch die DWBA im Falle sehr kleiner Q-Werte vorausgesagt /BLA61/.

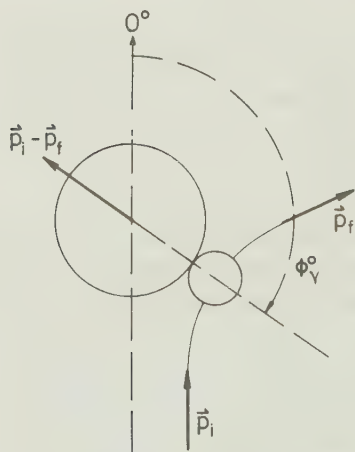


Abb. 29: Schematische Darstellung der beim inelastischen Stoß relevanten Richtungen. 0° bezeichnet die Strahlrichtung. $\underline{p}_i$ und $\underline{p}_f$ sind die Impulse im Eingangs- bzw. Ausgangskanal.

Die niedrige mittlere out-of-plane-Anisotropie zeigt, daß die entlang der Streunormalen ausgerichtete Spinkomponente kleiner ist als die durch den Stoßprozeß induzierten fluktuierenden Komponenten in der Streuebene.

Im Sauerstoff-Ausgangskanal (Abb. 30) findet man eine hohe out-of-plane-Anisotropie und praktisch Isotropie in der Streuebene. Dies zeigt, daß der α -Transfer Drehimpuls überträgt, der nahezu vollständig entlang der Streunormalen ausgerichtet ist. Fluktuierende Spinkomponenten in der Streuebene sind sehr klein und nahezu gleich groß. Klassische Matching-Bedingungen /BRI72/ lassen erwarten, daß beim optimalen Q-Wert für einen Ein-Stufen-Prozeß das transferierte Teilchen mit Strahlgeschwindigkeit in der Äquatorialebene übertragen wird. Der damit verbundene Drehimpulsübertrag liegt parallel zur Streunormalen, die eine Symmetrieachse darstellt.

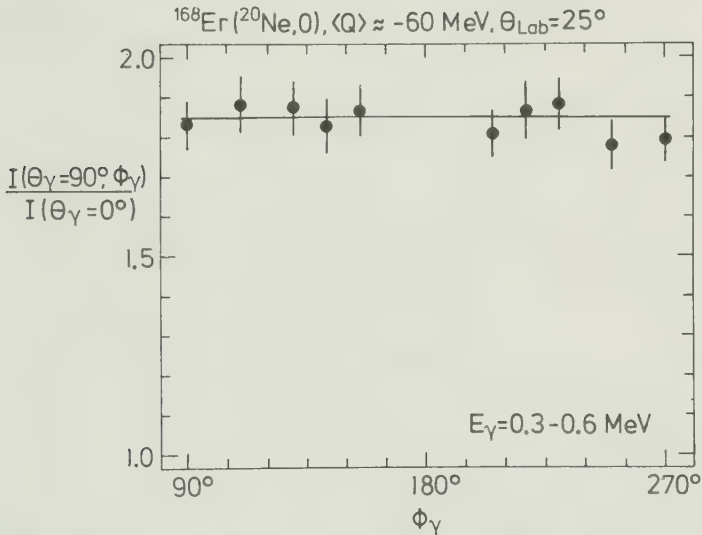


Abb. 30: Inplane-Anisotropie der Gammastrahlung in Koinzidenz mit $Z=8$ Ejektile der Reaktion $270 \text{ MeV } ^{20}\text{Ne} + ^{168}\text{Er}$, $\theta_{\text{Lab}}=25^\circ$, bei einem mittleren Q-Wert von -60 MeV für Gammaenergien zwischen 300 keV und 600 keV . Der Fit an die Daten liefert nahezu eine Gerade.

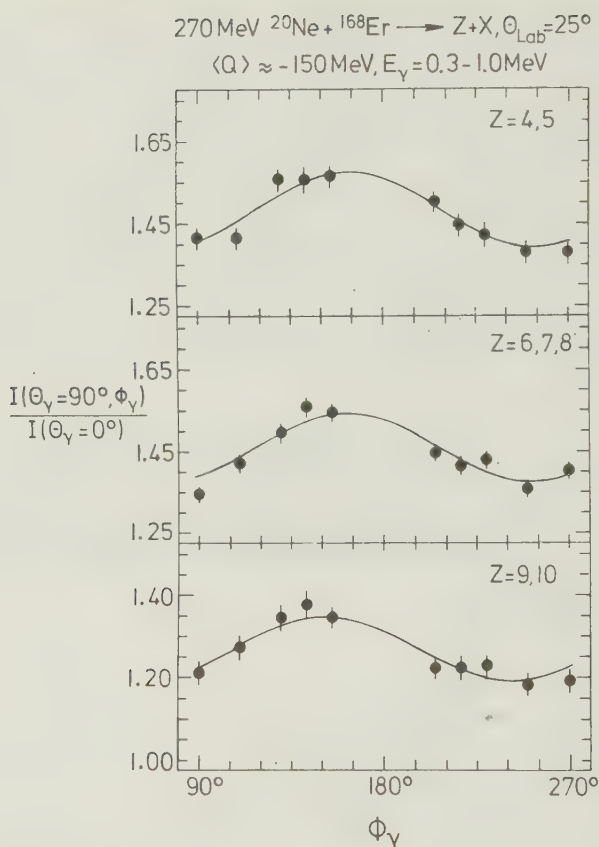


Abb. 31: Inplane-Anisotropie der Gammastrahlung für die tiefinelastischen Prozesse ($\langle Q \rangle \approx -150 \text{ MeV}$) in der Reaktion $270 \text{ MeV } ^{20}\text{Ne} + ^{168}\text{Er}$ bei einem Streuwinkel von 25° . Um die Statistik zu verbessern, wurde ein Gammaenergiebereich von 300 keV bis 1000 keV gewählt und einzelne Z -Gruppen zusammengefaßt.

Wenn man zur tiefinelastischen Reaktionskomponente übergeht, findet man in allen Ausgangskanälen anisotrope Winkelverteilungen in der Streuebene (Abb. 31). In den Transferkanälen nimmt die mittlere out-of-plane-Anisotropie ab, während sie für den inelastischen Stoß zunimmt. Die inplane-

Anisotropie $(I_{\max} - I_{\min}) / \langle I \rangle_{\text{inplane}}$ in den Transferkanälen nimmt gleichzeitig zu und erreicht in allen Kanälen Werte um 20 %. Die Lage des Maximums der inplane-Korrelation verschiebt sich als Funktion der Kernladungszahl des Ausgangskanals von 165° bei $Z=4$ auf 155° für $Z=10$.

Die Daten folgen sehr gut einem funktionalen Zusammenhang der Form $F(\phi_Y) = A + B \cdot \cos^2(\phi_Y - \phi_Y^0)$, wie die durchgezogene Fitkurve zeigt. Diese Abhängigkeit ergibt sich als eine sehr gute Näherung bei einer gaußförmigen Parametrisierung der Spinverteilung, (Gl.(3)), nach Faltung mit E2-Strahlungsmuster. Signifikante Abweichungen davon treten nur auf, wenn die Varianzen σ_x und σ_y sehr viel größer sind als die ausgerichtete Spinkomponente $\langle J_z \rangle$ und die Breite der Verteilung in z-Richtung.

Die Abhängigkeit der inplane-Anisotropie vom Reaktions-Q-Wert erkennt man in Abb. 32. Für den Neon-Ausgangskanal bei einem Streuwinkel von 25° sind für drei Q-Wert-Bereiche die inplane-Anisotropien gezeigt. Der obere Teil von Abb. 32 zeigt ein gammakoinzidentes Teilchenspektrum, in dem die drei Q-Wert-Bereiche, für die die Winkelverteilungen gezeigt werden, durch Nummern gekennzeichnet sind. Im Bereich der quasielastischen Komponente (Bereich (1)) ist die Zählrate um den Faktor 10 untersetzt.

Die mittlere out-of-plane-Anisotropie wächst mit negativer werdendem Q-Wert leicht an, was wiederum bestätigt, daß mit zunehmender Inelastizität der Reaktion der Drehimpulsübertrag, d.h. die entlang der Streunormalen ausgerichtete Komponente, anwächst. Die Größe der inplane-Anisotropie bleibt bei allen Q-Werten ungefähr konstant mit etwa 15 %. Die Position des Maximums wandert von 107° im quasielastischen Fall über 135° bei mittleren Q-Werten bis zu 152° für die tiefinelastischen Prozesse. Die Verschiebung folgt in etwa der Änderung der Rückstoßrichtung mit zunehmendem Q-Wert. Dies ist ein Hinweis darauf, daß die Reaktionsdynamik einen Einfluß auf die Spinverteilung hat.

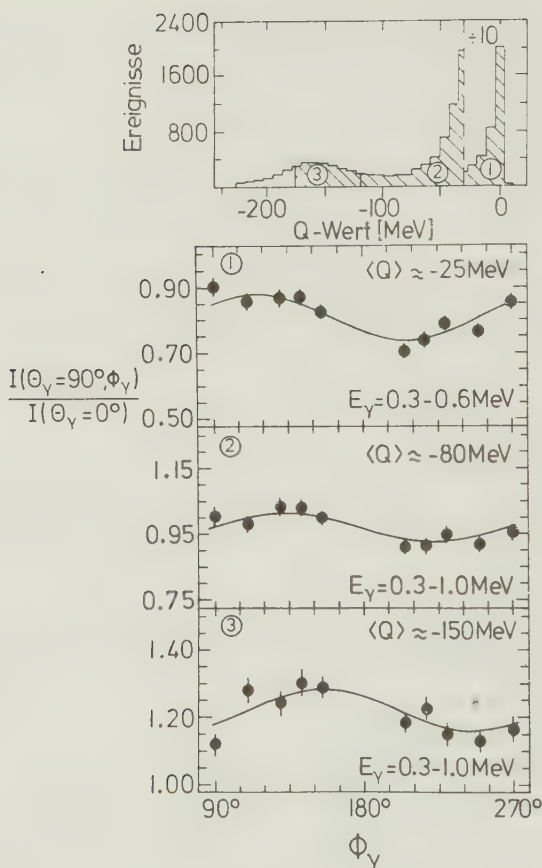


Abb. 32: Änderung der inplane-Winkelkorrelation mit dem Reaktions-Q-Wert für den $Z=10$ Ausgangskanal in der Reaktion $270 \text{ MeV } ^{20}\text{Ne} + ^{168}\text{Er}$, $\Theta_{\text{Lab}}=25^\circ$. Im oberen Teil der Abbildung ist ein gammakoinzidentes Teilchenspektrum gezeigt, in das die Q-Wert-Bereiche, für die die Winkelverteilungen gezeigt werden, eingetragen sind. Es sind verschiedene Gammaenergiebereiche gewählt worden, um bei den negativsten Q-Werten die Statistik zu verbessern.

Die Abhängigkeit der inplane-Winkelkorrelation von der Gammaenergie ist in Abb. 33 dargestellt.

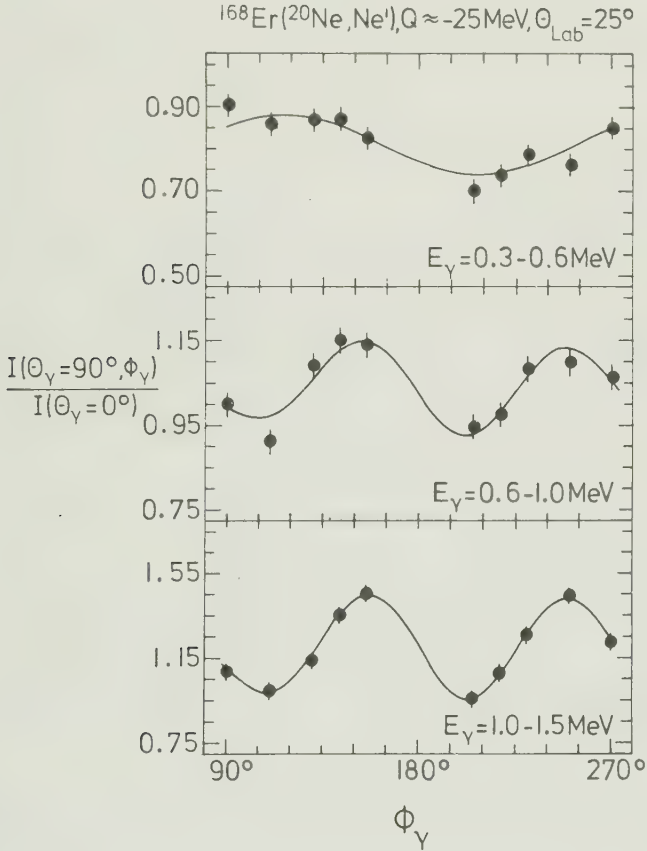


Abb. 33: Inplane-Anisotropie der Gammastrahlung in Koinzidenz mit quasielastischen Neon-Ejektilen für die Reaktion 270 MeV $^{20}\text{Ne} + ^{168}\text{Er}$ bei einem Streuwinkel von 25° für verschiedene Gammaenergiebereiche. Bei den beiden unteren Winkelverteilungen wurde bei der Fitkurve zusätzlich ein $\cos^4$ -proportionaler Term zugelassen.

Für quasielastische Neon-Ejektile bei einem Streuwinkel von 25° zeigen sich sehr unterschiedliche Intensitätsmuster in den Gammaenergiebereichen von 300-600 keV, 600-1000 keV und 1000-1500 keV. Bei der niedrigsten Gammaenergie findet man eine Winkelverteilung, die 180° -Symmetrie hat und gut durch eine Funktion der Form $F(\phi_\gamma) = A + B \cdot \cos^2(\phi_\gamma - \phi_\gamma^0)$ beschrieben wird. Gammaquanten dieser Energie stammen aus Übergängen im schweren Fragment. Im höchsten Gammaenergiefenster dagegen tritt der $2^+ \rightarrow 0^+$ Übergang im ^{20}Ne auf, dessen Energie bei 1630 keV liegt. Aufgrund der hohen Geschwindigkeit des Neons, die rund 17 % der Lichtgeschwindigkeit beträgt, ist diese Linie bis zu 250 keV verschoben und fällt somit in dieses Fenster, da aufgrund der Messung in der hinteren Hemisphäre der Neon-Kern sich vom Detektor weg bewegt. Die Winkelverteilung zeigt hier 90° -Symmetrie, die durch einen zusätzlichen Term der Form $C \cdot \cos^4(\phi_\gamma - \phi_\gamma^0)$ beschrieben wird. Das Auftreten dieses Terms ist darauf zurückzuführen, daß quantenmechanische Interferenzen zwischen der $m=+2$ - und $m=-2$ -Konfiguration des 2^+ -Zustands im ^{20}Ne vorliegen. Dieser Effekt zeigt sich auch in dem mittleren Gammaenergiefenster, da hier Comptongestreute Gammaquanten des 2^+ Zustandes liegen. Aufgrund der hohen Geschwindigkeit des Neons ist auch die Raumwinkelvariation beträchtlich und beträgt $\pm 15\%$ bei $\phi_\gamma = 90^\circ$ bzw. 180° . Die Lage der Minima und Maxima der Gamma-Winkelverteilung wird dadurch jedoch kaum beeinflusst.

Alle bisher vorgestellten Daten wurden bei einem Streuwinkel von 25° gewonnen. Bei einem Streuwinkel von 55° überlebt nur noch die tiefinelastische Komponente. Wenn dynamische Aspekte eine Rolle spielen, sollte sich die Winkelverteilung mit dem Streuwinkel ändern. In Abb. 34 ist die inplane-Winkelkorrelation für die tiefinelastische Komponente der Ausgangskanäle mit $Z=4$ und $Z=5$ bei Streuwinkeln von 25° und 55° gezeigt. Auch bei dem großen Streuwinkel ist die Winkelverteilung anisotrop, wobei bei beiden Winkeln ungefähr gleichgroße Werte der inplane-Anisotropie auftreten. Allerdings verschiebt sich die Lage des Symmetriewinkels ϕ_γ^0 , bei dem maximale Intensität auftritt, von 166° bei $\theta_{\text{Lab}}=25^\circ$ nach 178° bei $\theta_{\text{Lab}}=55^\circ$.

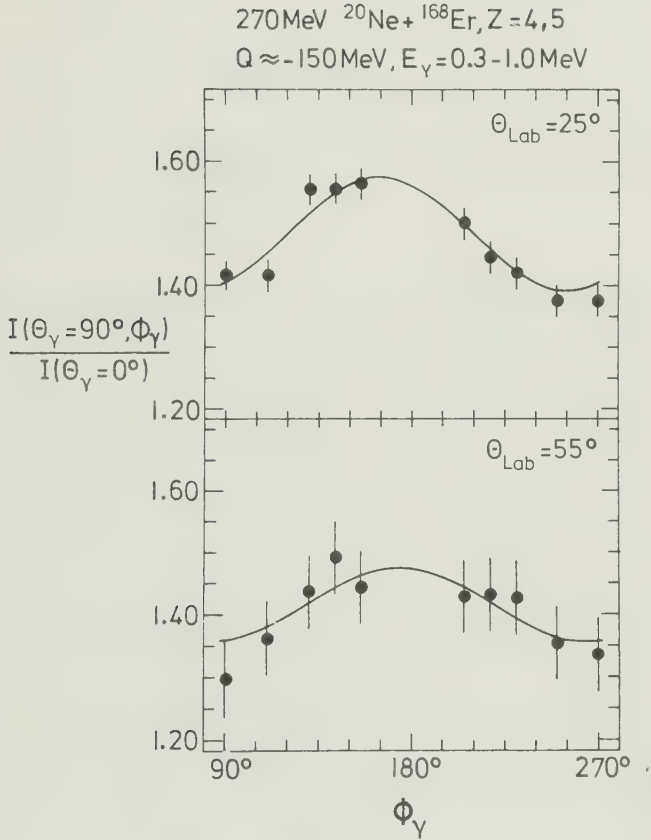


Abb. 34: Inplane-Anisotropie der tiefinelastischen Reaktionskomponente für Ejektile mit $Z=4$ und $Z=5$ in der Reaktion 270 MeV $^{20}\text{Ne} + ^{168}\text{Er}$ bei Streuwinkeln von 25° und 55° für Gammaenergien zwischen 300 keV und 1000 keV.

Bevor man die experimentellen Ergebnisse mit den Modellvorhersagen vergleichen kann, muß man die Daten auf den Dopplereffekt korrigieren, der bewirkt, daß die Abstrahlwinkel im Ruhesystem des Emitters verschieden sind von den im Laborsystem gemessenen. Gleichzeitig hängt der effektive Raumwinkel des Gammadetektors und die gemessene Gammaenergie von der Geschwindigkeit der Quelle ab. Die relevanten For-

meln für den Übergang vom Laborsystem ins Schwerpunktsystem lauten /ALE78/:

$$\cos \alpha_e = \frac{\cos \alpha_L - \beta}{1 - \beta \cos \alpha_L}$$

$$(28) \quad d\Omega_e = \frac{1 - \beta^2}{(1 - \beta \cos \alpha_L)^2} d\Omega_L$$

$$E_{\gamma,e} = \frac{1 - \cos \alpha_L}{(1 - \beta^2)^{1/2}} E_{\gamma,L} ; \quad \beta = v/c$$

wobei α_L der Winkel zwischen Detektor und der Flugrichtung des Emitters im Laborsystem, α_e der entsprechenden Winkel im Schwerpunktsystem und v die Geschwindigkeit der Quelle sind. Im vorliegenden Fall genügt es, lediglich das schwere Fragment zu betrachten, da die leichten Ejektile nur schwach angeregt sind und die nachgewiesene Gammastrahlung im wesentlichen von den schweren Reaktionsprodukten stammt. Für die tiefinelastischen Prozesse, die im folgenden betrachtet werden, beträgt die Geschwindigkeit des schweren Fragments ein bis zwei Prozent der Lichtgeschwindigkeit bei einem mittleren Q-Wert von -150 MeV. Die sich ergebenden Korrekturen beim Raumwinkel des Gammadetektors sind somit sehr klein (maximal 3 %), wurden jedoch grundsätzlich durchgeführt, bevor die Anisotropie der Gammastrahlung und die Lage des Maximums der Winkelverteilung bestimmt wurde. Lediglich die Änderung der Gammaenergie wurde vernachlässigt, da sie zu klein ist, um eine entscheidende Änderung der gewählten Bereichsgrenzen zu bewirken.

Der inplane-Asymmetrieparameter P_{xy} wurde bestimmt, indem an die dopplerkorrigierten Daten für den Gammaenergiebereich von 300 keV bis 1000 keV eine Funktion der Form $F(\phi_\gamma) = A + B \cdot \cos^2(\phi_\gamma - \phi_\gamma^0)$ angefitet wurde. Aus den Fitparametern wurde anschließend die Größe der inplane-Anisotropie $A_{inp} = (I_{\max} - I_{\min}) / \langle I \rangle_{\text{inplane}}$ berechnet. Daraus wurde dann P_{xy} bestimmt durch den Vergleich mit dem Intensitätsverhältnis für ein Strahlungsfeld, das zu 80 % aus gestreckter E2-, 10 % gestreckter E1- und 10 % isotroper Strahlung besteht, wie es bei der Bestimmung des Spinalignments P_{zz} der tiefinelastischen Komponente gerechtfertigt wurde.

In Tab. 8 sind die Ergebnisse für die Lage des Symmetriewinkels ϕ_Y^0 , die Größe der inplane-Anisotropie A_{inp} und der daraus abgeleitete Asymmetrieparameter P_{xy} für die tiefinelastische Komponente bei den beiden Streuwinkeln von 25° und 55° zusammengestellt. Hierbei wurden einzelne Z-Gruppen zusammengefaßt, um die Statistik zu verbessern. Bei der Diskussion der Ergebnisse (Kap. 7.2) wird diese Zusammenfassung noch genauer bedründet.

Tab. 8: Lage des Maximums der inplane-Winkelverteilung, ϕ_Y^0 , Anisotropie $A_{inp} = (I_{max} - I_{min}) / \langle I \rangle_{inplane}$ in der Reaktionsebene und abgeleiteter Asymmetrieparameter P_{xy} für die tiefinelastische Komponente der Reaktion $270 \text{ MeV } ^{20}\text{Ne} + ^{168}\text{Er}$ bei Streuwinkeln von 25° und 55° .

Z	25°			55°		
	ϕ_Y^0	$A_{inp}(\%)$	$P_{xy}(\%)$	ϕ_Y^0	$A_{inp}(\%)$	$P_{xy}(\%)$
4-5	$(167 \pm 3)^\circ$	18.5 ± 4	27.5 ± 5	$(178 \pm 5)^\circ$	16.5 ± 5	24.0 ± 6
6-8	$(166 \pm 2)^\circ$	17.0 ± 3	25.0 ± 4	$(170 \pm 4)^\circ$	14.0 ± 4	20.0 ± 5
9-10	$(155 \pm 3)^\circ$	16.0 ± 4	23.0 ± 5	$(156 \pm 5)^\circ$	18.0 ± 5	25.0 ± 6

Die Symmetriewinkel liegen nahe bei 180° , wobei bei dem größeren Streuwinkel leicht höhere Werte auftreten. Die Anisotropien betragen knapp unter 20 %, und für den Asymmetrieparameter ergeben sich leicht größere Werte um 25 %. Alle Größen ändern sich nur sehr wenig mit dem Ausgangskanal oder dem Streuwinkel.

7.2 Vergleich mit theoretischen Spinverteilungen

Im folgenden sollen die im vorhergehenden Kapitel vorgestellten Ergebnisse im Rahmen des statistischen Modells, formuliert von Døssing und Randrup /RAN82,DØS85/, diskutiert werden und mit anderen Konzepten, die in Arbeiten über sequentielle Spaltung vorgeschlagen wurden /MOR85,VAN79,DYE79,STE84/, konfrontiert werden. Zwar stützt sich die Beschreibung von Døssing und Randrup auf einen speziellen Reibungsmechanismus, nämlich Nukleonenaustausch, doch ergibt sich für den Fall sehr langer Reaktionszeiten (im Vergleich mit den Relaxationszeiten) die reine Phasenraumverteilung, gegen die jeder Equilibrierungsprozess strebt. Insbesondere wurde gezeigt /DØS85/, daß diese Verteilung mit der in Kap. 6.3 benutzten, die von Moretto et al. /MOR80,SCH82/ für ein intrinsisches Koordinatensystem entwickelt wurde, bei richtiger Koordinatentransformation identisch ist. Während diese Transformation für das Spinalignment nur eine kleine Korrektur bedeutete, ist sie für die inplane-Asymmetrie von großer Wichtigkeit. Ein weiterer Vorteil dieses Formalismus' liegt darin, daß der Einfluß der Coulombablenkung im Ausgangskanal korrekt behandelt wird.

Die Spinverteilung wird in einem "1_f-ausgerichteten" Koordinatensystem behandelt, dessen z-Achse mit der fluktuierenden momentanen Streunormalen zusammenfällt. In diesem System ergibt sich ein einfaches Ergebnis für die Spinverteilung, wenn das vollständige Gleichgewicht erreicht wird (im Gegensatz zu dem speziellen Transportmodell, s.u.):

$$\begin{aligned}
 \sigma_{x,i}^2 &= \sigma_{y,i}^2 = \left(\frac{\Theta_T}{\Theta_R} \Theta_i^2 + \Theta_i \Theta_2 \right) \frac{T}{\Theta_1 + \Theta_2} \\
 (29) \quad \sigma_{z,i}^2 &= \left(\frac{\Theta_R}{\Theta_T} \Theta_i^2 + \Theta_i \Theta_2 \right) \frac{T}{\Theta_1 + \Theta_2} \\
 \langle J_z^i \rangle &= \frac{\Theta_i I_i}{\Theta_T} - \frac{\Theta_i \Theta_T}{\Theta_R} \cdot \frac{T}{I_i} .
 \end{aligned}$$

mit Kerntemperatur T, Trägheitsmomenten Θ_1 und Θ_2 von leichtem und schwerem Fragment und Relativträgheitsmoment $\Theta_R = \mu D^2$. $\Theta_T = \Theta_1 + \Theta_2 + \Theta_R$ ist das Gesamtträgheitsmoment des Systems. Im Gleichgewicht verschwinden alle Kovarianzen (d.h. es gilt

$\langle J_x J_y \rangle = \langle J_x \rangle \langle J_y \rangle = 0$). Diese Spinverteilung definiert ein Ellipsoid, das symmetrisch um die z-Achse ist. Die Verteilung ist isotrop in der momentanen Streuebene (d.h. der Ebene senkrecht zu $\underline{l}_f$). Daher ändert die Coulombablenkung im Ausgangskanal nichts an der Spinverteilung.

Um die Modellvorhersagen mit Daten vergleichen zu können, muß man die Spinverteilung von dem $\underline{l}_f$ -ausgerichteten System in das physikalisch relevante Laborsystem transformieren. Dazu nutzt man aus, daß die Verbindungslinie der Kerne in beiden Systemen die gemeinsame y-Achse darstellt, so daß die Transformation eine Drehung um diese Achse bedeutet. Der Drehwinkel ergibt sich aus der Tatsache, daß der Eingangsdrehimpuls senkrecht auf der Strahlachse steht und der Bahndrehimpuls im Ausgangskanal senkrecht auf der Verbindungsachse der Kerne. Die Transformation hebt die Isotropie in der Streuebene auf, d.h. $\sigma_x \neq \sigma_y$ und induziert eine nicht verschwindende Kovarianz σ_{xy} . Dieser rein geometrische Grund für eine inplane-Anisotropie wurde auch im Rahmen einer informationstheoretischen Abhandlung /TRA86/ festgestellt. Wie in Kap. 2.3 von Ref. /DØS85/ ausführlich dargestellt (Gl. 2.44 - 2.54), sind die Parameter der Spinverteilung nach der Transformation gegeben durch:

$$\begin{aligned}
 \sigma_{x,i}^2 &= \left(\frac{\Theta_T}{\Theta_R} \Theta_i^2 + \Theta_1 \Theta_2 \right) \frac{T}{\Theta_1 + \Theta_2} - \frac{2 \langle J_z^i \rangle}{l_i} \frac{\Theta_1 \Theta_T}{\Theta_R} T + \frac{\langle J_z^i \rangle^2}{l_i^2} \frac{(\Theta_1 + \Theta_2) \Theta_T}{\Theta_R} T (1 + \cot^2 \theta_{cm}) \\
 \sigma_{y,i}^2 &= \left(\frac{\Theta_T}{\Theta_R} \Theta_i^2 + \Theta_1 \Theta_2 \right) \frac{T}{\Theta_1 + \Theta_2} \\
 \sigma_{z,i}^2 &= \left(\frac{\Theta_T}{\Theta_T} \Theta_i^2 + \Theta_1 \Theta_2 \right) \frac{T}{\Theta_1 + \Theta_2} \\
 \sigma_{xy}^2 &= - \frac{\langle J_z^i \rangle}{l_i} \frac{(\Theta_1 + \Theta_2) \Theta_T}{\Theta_R} T \cot \theta_{cm} \\
 \langle J_z^i \rangle &= \frac{\Theta_i}{\Theta_T} l_i = J_z^i \text{ sticking}
 \end{aligned}
 \tag{30}$$

wobei θ_{cm} der Streuwinkel im Schwerpunktsystem ist.

Um auf die Lage der großen Halbachse des Spinellipsoids schließen zu können, erweist es sich als günstig, zunächst den Extremfall einer Streuung nach 90° zu betrachten. In diesem Fall ist σ_y (in Richtung der Verbindungsachse beider Kerne) größer als σ_x , und die Kovarianz σ_{xy} verschwindet. Damit fällt die Symmetrieachse mit der Streurichtung zusammen. Für Quadrupol-Gammastrahlung tritt dann maximale Inten-

sität in Strahlrichtung auf. Wenn der Streuwinkel kleiner wird, nimmt σ_{xy} einen endlichen, negativen Wert an, der betragsmäßig monoton anwächst, wenn der Streuwinkel gegen 0° geht. Dies bedeutet, daß die große Halbachse nicht mehr mit der Bewegungsrichtung zusammenfällt, sondern um einen Winkel ψ hinter den Streuwinkel θ_{cm} zurückbleibt (s. Abb. 35).

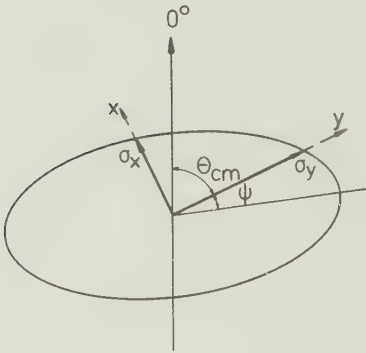


Abb. 35: Schematische Darstellung der Lage des Spinelipsoids in der Reaktionsebene. Die 0° -Richtung wird durch die Strahlachse definiert. Die y-Achse zeigt in Richtung der Verbindungsachse beider Kerne und definiert den Streuwinkel θ_{cm} . Relativ zu dieser Richtung ist die große Halbachse des Spinelipsoids um einen Winkel ψ

nach hinten verschoben. Die Abbildung zeigt die Situation für den Neon-Kanal der Reaktion $270 \text{ MeV } ^{20}\text{Ne} + ^{168}\text{Er}$ bei einem Streuwinkel von 55° und mittlerem Q -Wert von -150 MeV .

Die Größe von ψ ergibt sich aus der Bedingung, daß die Kovarianz σ_{xy} im Hauptachsensystem verschwindet, zu:

$$(31) \quad \psi = \frac{1}{2} \arctg\left(\frac{-\sigma_{xy}^2}{\sigma_y^2 - \sigma_x^2}\right) = \frac{1}{2} \arctg\left(\frac{\cos \theta_{cm}}{\sin \theta_{cm} \frac{\langle J_z \rangle}{2 I_i \sin \theta_{cm}} \left(1 + \frac{\theta_1}{\theta_2}\right)}\right)$$

Dabei ist ψ auf den Wertebereich zwischen 0° und 90° eingeschränkt, d.h. an der Unstetigkeitsstelle des Arcustangens, wenn σ_x so groß wird wie σ_y , ist der Arcustangens über $2\psi = 90^\circ$ hinweg fortzusetzen.

Die Richtung ϕ_Y^0 relativ zur Strahlrichtung, in der maximale Gammaintensität auftritt, ergibt sich somit zu:

$$(32) \quad \phi_Y^0 = 90^\circ + \theta_{cm} + \psi \approx 135^\circ + \frac{\theta_{cm}}{2} + \frac{\langle J_z \rangle}{4 I_i} \left(1 + \frac{\theta_1}{\theta_2}\right) \cot \theta_{cm}$$

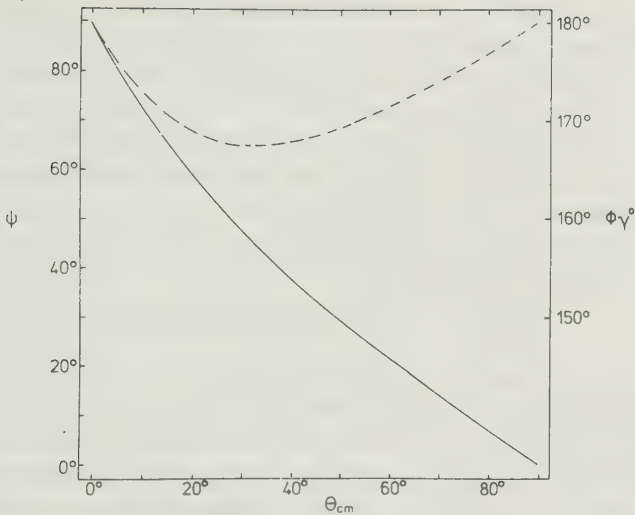


Abb. 36: Größe des Winkels ψ zwischen Bewegungsrichtung im Ausgangskanal und der großen Halbachse des Spinellipsoids (durchgezogenen Kurve, linke Skala) und Lage des Symmetriewinkels ϕ_γ^0 , unter dem maximale Gammaintensität auftritt (gestrichelt, rechte Skala) in Abhängigkeit vom Streuwinkel θ_{cm} , berechnet für den Neon-Kanal der Reaktion $270 \text{ MeV } ^{20}\text{Ne} + ^{168}\text{Er}$ bei einem mittleren Q -Wert von -150 MeV .

In Abb. 36 sind der Verlauf des Winkels ψ (durchgezogene Kurve), um den die große Halbachse der Spinverteilung gegenüber dem Streuwinkel verdreht ist, und des Winkels ϕ_γ^0 , unter dem maximale Gammaintensität auftritt (gestrichelt), als Funktion des Streuwinkels θ_{cm} für den Neon-Kanal der Reaktion $270 \text{ MeV } ^{20}\text{Ne} + ^{168}\text{Er}$ bei einem mittleren Q -Wert von -150 MeV dargestellt. Wie bereits gesagt, tritt bei einem Streuwinkel von 90° maximale Intensität in Strahlrichtung auf, und ψ beträgt 0° . Wenn θ_{cm} kleiner wird, wächst der Differenzwinkel monoton auf 90° an. Dadurch verschiebt sich die Richtung von ϕ_γ^0 nach kleineren Winkeln hin, bis der minimale Wert an der Unstetigkeitsstelle des Arcustangens (hier bei 32.5°) erreicht wird. Da sich ψ dann schneller ändert als der Streuwinkel, wandert die Hauptachse des Spin-

ellipsoids wieder zu größeren Winkeln hin. Bei $\theta_{cm}=0^\circ$ tritt die maximale Gammaintensität dann wiederum in Strahlrichtung auf. Über den gesamten Streuwinkelbereich von 90° ändert sich ϕ_Y° lediglich um 12.5° .

Zur Berechnung der Größe des Asymmetrieparameters $P_{xy} = \langle (\sigma_Y^2 - \sigma_X^2) / J^2 \rangle$ benötigt man noch die Varianzen im Hauptachsensystem. Sie sind gegeben durch:

$$(33) \quad \begin{aligned} (\sigma_X^2) &= \sigma_X^2 \cos^2 \psi + \sigma_Y^2 \sin^2 \psi + \alpha_{xy}^2 \sin 2\psi \\ (\sigma_Y^2) &= \sigma_X^2 \sin^2 \psi + \sigma_Y^2 \cos^2 \psi - \alpha_{xy}^2 \sin 2\psi \end{aligned}$$

während die Größen von $\langle J_z \rangle$ und der Varianz σ_z in Richtung der Streunormalen unverändert bleiben.

In Abb. 37 sind für die tiefinelastische Komponente der Ausgangskanäle mit $Z=4$ bis $Z=10$ bei Streuwinkeln von $\theta_{Lab} = 25^\circ$ und 55° die experimentellen Ergebnisse für die Lage des Symmetriewinkels ϕ_Y° und des Asymmetrieparameters P_{xy} mit den Vorhersagen des Transportmodells für lange Zeiten verglichen. Für die Rechnungen nach Gl. 32 wurde für $\langle J_z \rangle$ der Sticking-Wert verwendet, wie er sich im Grenzwert des statistischen Gleichgewichts ergibt. Dadurch wird die Größe des Symmetriewinkels unabhängig vom Eingangsdrehimpuls l_i und hängt nur von den Trägheitsmomenten des Systems ab. Eine leichte Variation von ϕ_Y° ist möglich, wenn man die Sticking-Geometrie ändert, z.B. durch die Einführung einer Deformation.

Die experimentellen Werte für ϕ_Y° zeigen bei beiden Streuwinkeln einen Abfall mit abnehmender Massenasymmetrie des Ausgangskanals. Die Symmetriewinkel sind nahe bei 180° , und im Mittel treten bei 55° leicht größere Winkel auf. Der Asymmetrieparameter P_{xy} beträgt ungefähr 25 % und ändert sich nur sehr wenig mit dem Ausgangskanal. Bei 25° ist eine leichte Abnahme mit abnehmender Massenasymmetrie des Ausgangskanals feststellbar, während bei 55° die Daten zu stark streuen, um eine Aussage darüber zuzulassen. Im Mittel sind bei 55° die Werte um 3 % kleiner als bei 25° .

Bei den Modellrechnungen wurde zunächst angenommen, daß die Kerne undeformiert sind und die Trägheitsmomente für Kugeln nach Gl. A.8 berechnet. Die sich ergebenden Werte für

den Symmetriewinkel ϕ_Y^0 und den Asymmetrieparameter P_{xy} sind als durchgezogene Kurven in Abb. 37 eingezeichnet. Bei dem Streuwinkel von 25° werden damit für ϕ_Y^0 etwas zu hohe Werte vorhergesagt, während sie bei 55° leicht unterhalb der Datenpunkte liegen. Die Tendenz, daß ϕ_Y^0 mit abnehmender Massenasymmetrie im Ausgangskanal kleiner wird, wird bei beiden Streuwinkeln richtig wiedergegeben. Lediglich für die Fluor- und Neon-Ausgangskanäle werden zu große Werte vorhergesagt. Auch hier findet sich wieder die Sonderstellung dieser beiden Kanäle, die sich auch schon beim Spinalignment P_{zz} gezeigt hatte.

Wenn man annimmt, daß das schwere Fragment deformiert ist, werden die Werte für ϕ_Y^0 leicht abgesenkt. Die Abhängigkeit von ϕ_Y^0 von der Deformation ist allerdings zu schwach, um eine entscheidende Änderung zu bewirken. Bei einem Achsenverhältnis von $a/b = 1.3$ (gestrichelte Kurven in Abb. 37) unterscheiden sich die Werte um weniger als 1° von denen für den undeformierten Fall. Bei noch größerer Deformation ($a/b = 1.6$, strich-punktierte Kurven) ist die Veränderung so klein, daß sie bei 55° schon mit der Kurve für $a/b = 1.3$ zusammenfällt, und bei einem Achsenverhältnis von $a/b = 1.9$ sind bei beiden Steuwinkeln keine weiteren Veränderungen mehr feststellbar. Wie schon aus Abb. 36 zu erwarten war, unterscheiden sich die Werte von ϕ_Y^0 um maximal 5° bei den beiden Streuwinkeln. Über alle Ausgangskanäle gemittelt liegen die theoretischen Werte für ϕ_Y^0 bei 55° um rund 3° hinter denen bei 25° , in zufriedenstellender Übereinstimmung mit der Änderung der experimentellen Werte um 5° .

Die Modellrechnungen sagen für die Größe des Asymmetrieparameters P_{xy} bei undeformierten Kernen Werte voraus, die bei 25° leicht oberhalb und bei 55° leicht unterhalb der Datenpunkte liegen (durchgezogene Kurven in Abb. 37). Wenn man annimmt, daß das schwere Fragment deformiert ist, ergeben sich durchweg kleinere Werte für P_{xy} . Dies beruht darauf, daß durch die Deformation die Rotation um die Verbindungsachse beider Kerne stark behindert wird, so daß σ_y^2 kleiner wird. Bei einem Achsenverhältnis des Ellipsoids von $a/b = 1.3$ wird bei 25° eine gute Übereinstimmung mit den Daten erzielt, während bei 55° , wo die theoretischen Werte

auch schon für den undeformierten Fall zu tief lagen, die Abweichung größer wird. Zum Vergleich sind in Abb. 37 noch die Kurven eingezeichnet, die sich für ein Achsenverhältnis von 1.6 (strich-punktiert) bzw. 1.9 (gepunktet) ergeben. Diese Kurven liegen durchweg unter 20 % und damit wird die Übereinstimmung mit den Daten verschlechtert.

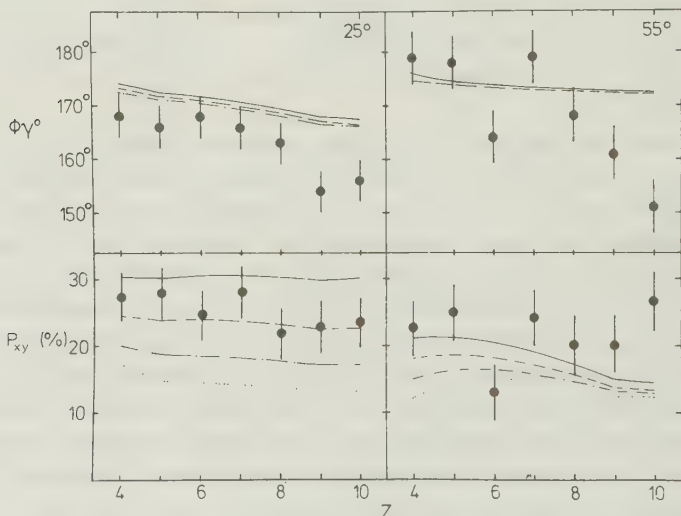


Abb. 37: Vergleich des Asymmetrieparameters P_{xy} und der Lage des Symmetriewinkels ϕ_γ mit den Vorhersagen des Transportmodells /DØS85/ für verschiedene Ausgangskanäle der Reaktion 270 MeV $^{20}\text{Ne} + ^{168}\text{Er}$ bei Streuwinkeln von 25° und 55° und mittlerem Q -Wert von -150 MeV. Die experimentellen Werte wurden bestimmt durch Fitten der Winkelverteilungen für den Gammaenergiebereich von 300 keV bis 1000 keV. Bei den Modellrechnungen wurde mit kugelförmigen Kernen (durchgezogene Kurven), bzw. Ellipsoiden mit Achsenverhältnis 1.3 (gestrichelt), 1.6 (strich-punktiert) und 1.9 (gepunktet) gerechnet.

Bei der Bestimmung von P_{xy} hat die Multipol-Zusammensetzung der Gammastrahlung einen entscheidenden Einfluß. Wenn man annimmt, daß der Quadrupolanteil um 10 % niedriger ist,

werden die abgeleiteten Werte von P_{xy} absolut um rund 5 % größer. Die Übereinstimmung zwischen experimentellen und theoretischen Werten wird dann auch bei 55° verbessert, und man erhält eine sehr gute Übereinstimmung für ein Achsenverhältnis von ungefähr 1.5. Zusammenfassend kann man sagen, daß die Vorhersagen des Transportmodells für statistisches Gleichgewicht im Rahmen der experimentellen Unsicherheit die Daten gut beschreiben. Die Ergebnisse für das Spinalignment P_{zz} zeigen allerdings, daß es in der tiefinelastischen Komponente für das untersuchte System nicht zu einer vollständigen Equilibrierung kommt.

Bei der Ableitung des Symmetriewinkels ϕ_V^0 , Gl.(32), ist die einzige Voraussetzung, daß in dem intrinsischen, $\underline{l}_f$ -ausgerichteten Bezugssystem, eine Gleichverteilung der Spinkomponenten σ_x und σ_y in der Ebene senkrecht zu $\underline{l}_f$ erreicht wird. Die Größe der Varianzen σ_x und σ_y und der Kovarianz σ_{xy} nach der Transformation ins Laborsystem und somit auch ϕ_V^0 sind unabhängig von der Fluktuationsbreite σ_z . Man kann daher die Bedingung, daß ein vollständiges statistisches Gleichgewicht in den Rotationsfreiheitsgraden des Systems erreicht wird, aufgeben, und stattdessen die schwächere Bedingung der Symmetrie um $\underline{l}_f$ stellen, wobei es nicht nötig ist, daß σ_x und σ_y den Wert für statistisches Gleichgewicht erreichen. Im Fall der Gleichverteilung der Spinkomponenten in der Ebene senkrecht zu $\underline{l}_f$ ist der Symmetriewinkel ϕ_V^0 im wesentlichen gegeben durch Gl.(26); die schwache Abhängigkeit von $\langle J_z \rangle$ wirkt sich nur wenig aus. Die Bedingung dafür, daß die Symmetrie um $\underline{l}_f$ erreicht wird, ist, daß die Relaxationszeit für Tilting ungefähr einem Viertel der vollen Umlaufsdauer ($\tau \approx 3 \cdot 10^{-21}$ s) entspricht. Dagegen ergeben die mikroskopischen Transportrechnungen, die für schwerere Systeme durchgeführt wurden /DØS85/, deutlich längere Relaxationszeiten.

In der Literatur wurden mehrere andere Konzepte für den Symmetriewinkel ϕ_V^0 bei der Diskussion der Winkelverteilungen von Spaltfragmenten vorgestellt. Das erste, die Rückstoßrichtung /DYE79,STE84/, beinhaltet die Übertragung dessen, was für die quasielastische Komponente die Daten gut beschrieben hat, auf die tiefinelastische Komponente. Der

Mechanismus, mit dem inplane-Spinkomponenten erzeugt werden, ist die Fermibewegung der Nukleonen. Die Vorstellung dabei ist, daß der Stoß beider Kerne an einer Stelle an der Kernoberfläche lokalisiert ist. Wenn der Stoß in der Äquatorialebene erfolgt, wird nur aus der Relativbewegung Drehimpuls übertragen. Die Fragmentspins sind dann senkrecht zur Streuebene ausgerichtet und es treten keine Spinkomponenten in der Ebene auf. Wenn dagegen der Stoß außerhalb der Äquatorialebene erfolgt, kann die Fermibewegung bewirken, daß die Teilchenbahn trotzdem in den Detektor führt. In diesem Fall gibt es eine Impulskomponente in Richtung auf die Äquatorialebene, und, da $\underline{J} = \underline{r} \times \Delta \underline{p}$, treten auch Spinkomponenten in der Streuebene auf. Die Rückstoßrichtung stellt somit eine Symmetrieachse der Spinverteilung dar, und man erwartet maximale Gammaintensität in der Rückstoßrichtung. Geometrische Abschätzungen zeigten /DYE79/, daß schon kleine Auslenkungen aus der Äquatorialebene genügend große Spinkomponenten in der Streuebene erzeugen können. In Abb. 39 ist dieses Konzept mit den hier gewonnenen Daten verglichen (dünne, durchgezogene Kurve). Bei dem Streuwinkel von 25° werden die Daten dadurch sehr gut beschrieben. Bei Änderung des Streuwinkels hat die Rückstoßachse allerdings die falsche Winkelabhängigkeit: während sich die Symmetrieachse der Spinverteilung zu größeren Winkeln hin verschiebt, wandert die Rückstoßrichtung nach vorne. Man sieht daran, daß es wichtig ist, den Effekt über einen großen dynamischen Bereich zu untersuchen, da nur durch die Variation des Streuwinkels dieses Konzept ausgeschlossen werden kann.

Wenn man die Vorstellung der Lokalisierung an der Kernoberfläche fallen läßt, ergibt sich als Symmetrieachse die sogenannte adiabatische Rückstoßrichtung. Dabei hat man die Vorstellung, daß die Kerne während der Reaktion umeinanderlaufen und entlang der Bahn Anregung und Nukleonentransfer stattfindet. Wenn der Drehimpulstransfer über alle Orientierungen der Kontaktkonfiguration gleichverteilt ist, und die Coulomb-Ablenkwinkel in Eingangs- und Ausgangskanal gleich sind, steht diese Achse senkrecht auf der Richtung von $\theta_{cm}/2$. Wenn die Ablenkwinkel verschieden sind, muß man diese Richtung um die Differenz der Coulombwinkel korrigieren (s.

Abb. 38). Je nachdem, ob Positiv- oder Negativ-Winkelstreuung stattfindet, ist die Achse zu kleineren bzw. größeren Winkeln hin verschoben. Im Fall von elastischer Streuung stimmt diese Richtung mit der Rückstoßachse überein und beschreibt somit die Daten im quasielastischen Bereich gut. Für die tiefinelastische Komponente ergibt sich allerdings eine deutliche Verschlechterung gegenüber der Rückstoßrichtung (gestrichelte Kurven in Abb. 39). Die beiden Geraden begrenzen jeweils den Bereich zwischen reiner Negativ-Winkelstreuung (obere Geraden) und gleichgroßen Anteilen beider Prozesse (untere Geraden). Bei der dazwischenliegenden Kurve wurden beide Anteile mit den aus der Gamma-Zirkularpolarisation abgeleiteten Ergebnissen gewichtet. Diese beiden dynamischen Konzepte versagen bei der Beschreibung der Daten. Auch im Transport-Reibungsmodell /DØS85/ ergibt sich eine Symmetrierichtung, die in der Nähe der adiabatischen Rückstoßrichtung liegt. Die hier vorliegenden Daten schließen diesen dynamischen Grenzwert allerdings aus. Während sich bei Variation der dynamischen Parameter die Richtung der Symmetrieachse in den dynamischen Modellen stark ändert, zeigen die Daten nahezu die gleichen Werte, unabhängig von der Polarisation, dem Ausgangskanal und dem Streuwinkel.

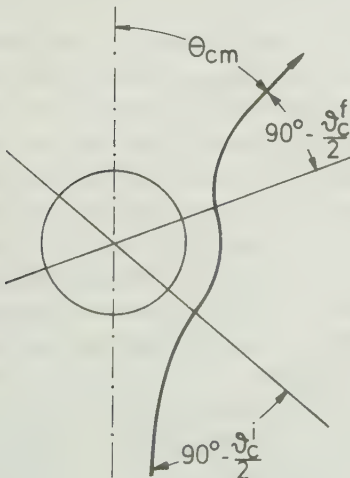


Abb. 38: Schematische Darstellung einer Kernreaktion. ϑ_c^i und ϑ_c^f sind die Coulomb-Ablenkungswinkel im Eingangs- bzw. Ausgangskanal. Wenn beide gleich sind, stellt die adiabatische Rückstoßrichtung, $\varphi = 90^\circ + \theta_{cm}/2$, eine Symmetrieachse der Spinverteilung dar.

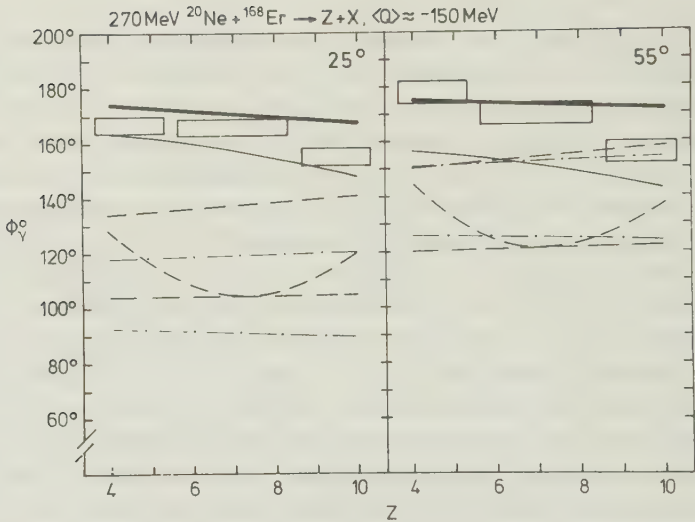


Abb. 39: Vergleich der Lage der Symmetrieachse der Spinverteilung, ϕ_Y^0 mit verschiedenen theoretischen Konzepten (s. Text). Die dicke, durchgezogene Kurve zeigt den Verlauf, der sich aus der Symmetrie um $\underline{l}_f$ ergibt. Die dünne, durchgezogene Kurve zeigt den Verlauf der Rückstoßrichtung. Die strich-punktierten Geraden zeigen das Ergebnis für statistisches Gleichgewicht unter Vernachlässigung der Transformation ins Laborsystem, wobei sich jeweils die obere Kurve ergibt unter der Annahme gleichgroßer Anteile von Positiv- und Negativ-Winkelstreuung, während die unteren den Verlauf für reine Negativ-Winkelstreuung zeigen. Die gestrichelten Geraden zeigen den Verlauf der adiabatischen Rückstoßrichtung, jeweils unter der Annahme gleicher Anteile von Positiv- und Negativ-Winkelstreuung (untere Kurven) bzw. reiner Negativ-Winkelstreuung (obere Kurven). Für die dazwischenliegenden Kurven wurden beide Anteile entsprechend den aus den Zirkularpolarisationsdaten gewonnenen Ergebnissen gewichtet.

Von Moretto und Mitarbeitern wurde die in dem intrinsischen, J_z -ausgerichteten Bezugssystem berechnete, statistische Spinverteilung mit Winkelverteilungen von Spaltfragmenten verglichen /MOR82,MOR85/. Durch die Vernachlässigung der Transformaton ins Laborsystem ist die Symmetrieachse der Spinverteilung gegeben durch die Richtung der Verbindungsachse beider Kerne am Zerreißpunkt. Dies entspricht dem Streuwinkel im Schwerpunktsystem, korrigiert auf den Effekt der Coulombablenkung im Ausgangskanal. In Abb. 39 ist diese Vorschrift mit den hier gewonnenen Daten verglichen. Die beiden strichpunktierten Geraden begrenzen wiederum den Bereich zwischen reiner Negativ-Winkelstreung (untere Kurven) und gleichgroßen Anteilen von Negativ- und Positiv-Winkelstreung (obere Kurven). Auch mit diesem Konzept ergibt sich eine große Diskrepanz mit den Daten.

Tab. 9: Aufstellung der in den verschiedenen theoretischen Konzepten relevanten Winkel für das System 270 MeV $^{20}\text{Ne} + ^{168}\text{Er}$ bei einem mittleren Q -Wert von -150 MeV. ϑ_c^i und ϑ_c^f sind die Coulombwinkel von Eingangs- und Ausgangskanal.

Z	$l_i(\hbar)$	$\vartheta_c^i/2$	$\vartheta_c^f/2$	$\theta_{\text{Lab}}=25^\circ$		$\theta_{\text{lab}}=55^\circ$	
				θ_{cm}	θ_{recoil}	θ_{cm}	θ_{recoil}
4	42	34.7°	64.6°	28.1°	-15.9°	61.1°	-23.1°
5	47	31.8°	63.0°	28.5°	-18.7°	61.8°	-25.9°
6	48	31.2°	63.9°	28.6°	-20.1°	62.1°	-27.2°
7	53	30.5°	62.3°	29.0°	-23.1°	62.7°	-29.8°
8	57	27.1°	61.2°	29.3°	-26.0°	63.3°	-32.1°
9	63	24.9°	59.0°	29.7°	-30.7°	64.1°	-35.4°
10	64	24.5°	59.6°	29.8°	-32.2°	64.3°	-36.4°

In Tab. 9 sind die für die verschiedenen Modelle relevanten Winkel für die einzelnen Ausgangskanäle der Reaktion 270 MeV $^{20}\text{Ne} + ^{168}\text{Er}$ zusammengestellt. Bei der Berechnung der Coulomb-Ablenkwinkel ϑ_c wurde angenommen, daß im Ausgangska-

nal die Sticking-Konfiguration mit dem kritischen Drehimpuls des Ausgangskanals erreicht wird.

In Abb. 39 ist noch die Richtung von ϕ_{γ}^0 eingezeichnet, die sich unter der Annahme einer Gleichverteilung in der Ebene senkrecht zu $\underline{l}_f$ ergibt (dicke, durchgezogene Kurve). Dieses Konzept zeigt sowohl die richtige Abhängigkeit vom Ausgangskanal als auch vom Streuwinkel und liefert somit die beste Übereinstimmung mit den Daten. Dies zeigt, daß die Relaxationszeit für Tilting kleiner ist als im Transport-Reibungsmodell berechnet.

In Abb. 40 ist für den Neon-Kanal bei einem Streuwinkel von 25° die Änderung der räumlichen Ausrichtung der Spinverteilung mit zunehmender Inelastizität der Reaktion gezeigt und mit den verschiedenen theoretischen Konzepten verglichen. Die Lage der Symmetrieachse verschiebt sich von der adiabatischen Rückstoßrichtung bei wenig negativen Q-Werten zu der Richtung, die sich für eine Gleichverteilung in der Ebene senkrecht zu $\underline{l}_f$ ergibt. Die Variation folgt sehr gut der Änderung der Rückstoßrichtung (durchgezogene Kurve), allerdings wird diese Symmetrierichtung durch die Winkelabhängigkeit (s. Abb. 39) ausgeschlossen. Wenn man auch bei der Rückstoßrichtung den Effekt der Coulombbahnen in Eingangs- und Ausgangskanal berücksichtigt, verschlechtert sich die Übereinstimmung bei der tiefinelastischen Komponente. Bei der Kurve für die adiabatische Rückstoßrichtung ist durch die beiden Pfeile die Verschiebung dieser Richtung angedeutet, wenn reine Negativ- bzw. Positiv-Winkelstreuung vorliegt. Für Negativ-Winkelstreuung nähert sich diese Richtung an die Daten an, da jedoch aus der Messung der Gamma-Zirkularpolarisation bekannt ist, daß dieser Anteil ungefähr 65 % beträgt, wird keine Übereinstimmung mit den Daten erzielt. In die Abbildung ist noch als strich-punktierte Kurve der Wert von ϕ_{γ}^0 eingezeichnet, der sich nach dem Konzept der Moretto-Gruppe ergibt, wobei die Polarisationsdaten berücksichtigt wurden. Diese Kurve zeigt eine völlig falsche Abhängigkeit von Reaktions-Q-Wert.

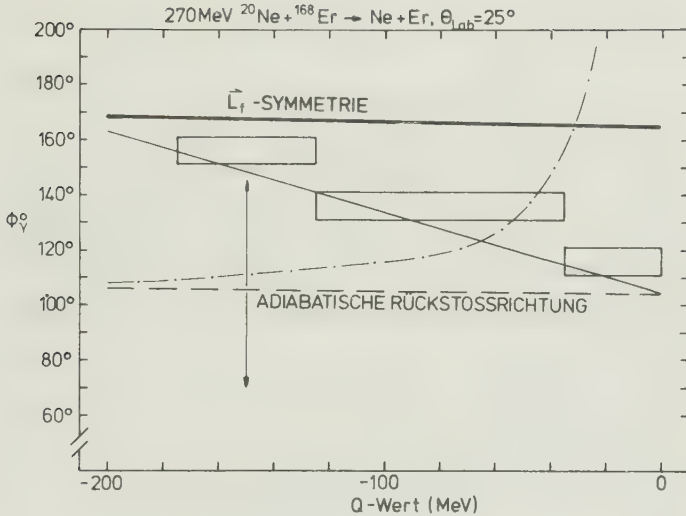


Abb. 40: Abhängigkeit des Symmetriewinkels ϕ_V° vom Reaktions-Q-Wert, dargestellt am Beispiel des Neon-Kanals der Reaktion 270 MeV $^{20}\text{Ne} + ^{168}\text{Er}$ bei einem Streuwinkel von $\theta_{\text{Lab}} = 25^\circ$, und Vergleich mit verschiedenen theoretischen Konzepten (s. Text).

Die diskutierten inplane-Winkelkorrelationen zeigen also mit negativer werdendem Q-Wert einen Übergang von Symmetrieachsen, die durch die Reaktionsdynamik bestimmt sind, zu der - unabhängig von der Dynamik - durch Axialsymmetrie um $\underline{l}_f$ bestimmten Richtung. Im ersten Fall liefert das adiabatische Rückstoßmodell, das sowohl aus der direkten Reaktionstheorie /BLA61/ als auch aus statistischen Transporttheorien /DØS85/ folgt, eine gute Beschreibung. Es versagt aber bei negativen Q-Werten. In den tiefinelastischen Reaktionen kommt es offenbar in der Ebene senkrecht zu $\underline{l}_f$ schneller zu einer Gleichverteilung, als im Transportmodell vorausgesagt. Wenn auch das vollständige Equilibrium, wie die Werte des Alignments zeigten, nicht erreicht wird, sind doch in dem schnell rotierenden Doppelkern alle Richtungen senkrecht zu $\underline{l}_f$ bezüglich der Spinfluktuationen gleichberechtigt.

ANHANG

A.1 Endlicher Raumwinkel des Detektors

Mit einem realen Detektor kann man nicht die ideale Winkelverteilung nach Gl.(5) messen, da aufgrund der endlichen Zähleröffnung über die Winkelverteilung integriert wird. Diesen Effekt kann man berücksichtigen, indem man die Abschwächungskoeffizienten Q_k einführt. Gl.(5) geht dann über in /BLA67/:

$$(A.1) \quad W^{L,m}(\vartheta) = \sum_{k=0}^{2L} A_k^{L,m} Q_k P_k(\cos\vartheta)$$

wobei die Q_k definiert sind durch:

$$(A.2) \quad Q_k = \frac{\int_0^{\theta} P_k(\cos\vartheta) \sin\vartheta d\vartheta d\varphi}{\int_0^{\theta} \sin\vartheta d\vartheta d\varphi}$$

θ ist dabei der halbe Detektoröffnungswinkel. Durch den endlichen Raumwinkel kommt es zu einer Abschwächung der zu erwartenden Anisotropie (vgl. Kap. 2.1), die insbesondere bei hohem Spinalignment und Öffnungswinkeln über 10° beträchtlich sein kann.

Abb. A.1 zeigt die relative Erniedrigung der Gamma-Anisotropie bei Öffnungswinkeln von $\pm 5^\circ$, $\pm 7^\circ$, $\pm 10^\circ$ und $\pm 15^\circ$ für reine Quadrupolstrahlung, bei der der Effekt maximal ist. Wenn gemischte Multipolaritäten auftreten, macht sich die Verschlechterung der Anisotropie weniger stark bemerkbar. Man erkennt, daß bei niedrigem Alignment unterhalb von 70 % die Verschlechterung in allen Fällen kleiner als 10 % ist. Für die in den vorliegenden Experimenten verwendete Geometrie mit einem Öffnungswinkel von $\pm 7^\circ$ ist der Effekt praktisch für alle vorkommenden Werte des Spinalignments vernachlässigbar klein.

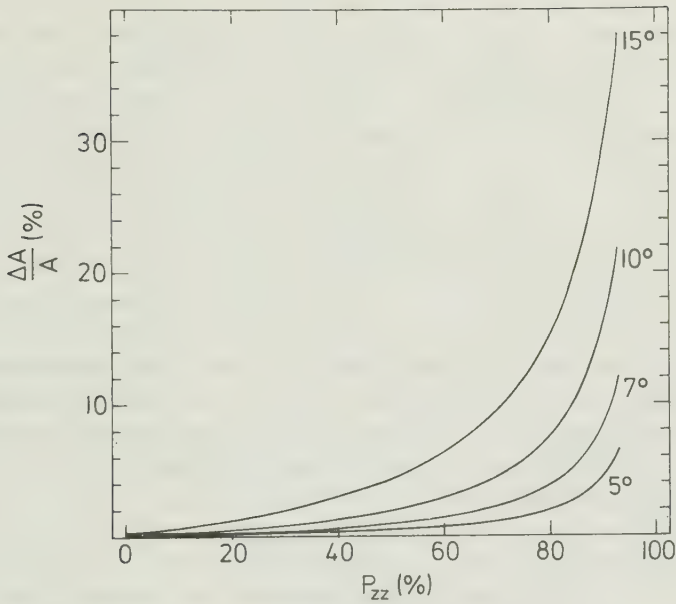


Abb. A.1: Relative Verschlechterung der Gamma-Anisotropie bei reiner Quadrupol-Gammastrahlung in Abhängigkeit vom Spinalignment P_{zz} für vier verschiedene Detektor-Öffnungswinkel.

A.2 Verschlechterung der Spinausrichtung durch Teilchenzerfall

Bei der Bestimmung des primären Spinalignments muß man beachten, daß durch den Emissionsprozeß selbst die Spinausrichtung verschlechtert werden kann. Für eine gestreckte Gammakaskade ist die Winkelverteilung für alle Übergänge derselben Multipolarität gleich /STE75/, und das Alignment bleibt erhalten. Dagegen führen nicht gestreckte Zerfälle, die vor allem beim Prä-Yrast Gammazerfall auftreten, zu einer Verschlechterung der Ausrichtung, die wie in Kap. 6.2 besprochen, berücksichtigt wurde.

Abgedampfte leichte Teilchen, wie Neutronen und α -Teilchen, die von den hochangeregten Reaktionsprodukten vor dem Gammazerfall emittiert werden, erniedrigen den Spin des Kerns und können zu einer spürbaren Verschlechterung der Spinausrichtung führen. Man kann im Rahmen des Statistischen Modells die Größe des Spins, der durch die abgedampften Teilchen weggetragen wird, und die Größe der durch den Emissionsprozeß induzierten Spinfluktuationen gewinnen. Die Abschätzung des Effekts hier beruht auf einem einfachen geometrischen Modell /BLA81,DØS85/. Dazu betrachtet man zunächst nur diejenigen Fluktuationen, die durch Spinkomponenten ($\underline{K}$) in Richtung der Verbindungsachse von Restkern und abgedampftem Teilchen zustande kommen, und berechnet den Bahndrehimpuls dieses Systems, der gegeben ist durch:

$$(A.3) \quad L_f = \frac{\mu R^2}{\Theta_1 + \Theta_2 + \mu R^2} \hat{J}_\perp = (1-F) \hat{J}_\perp$$

wobei Θ_1 und Θ_2 die Trägheitsmomente von Restkern und Ejektil sind und μR^2 das Relativträgheitsmoment ist. $J_\perp$ ist die Komponente des Gesamtdrehimpulses J , die senkrecht auf der Verbindungsachse der Kerne steht. Wenn das Ejektil keinen Spin hat, ist der durch die Abdampfung weggetragene Drehimpuls gleich dem Bahndrehimpuls in Gl. A.3.

Um den Mittelwert zu finden, muß man über die Verteilung der K -Werte mitteln, für die eine Boltzmann-Verteilung angenommen wird:

$$(A.4) \quad P(K) \sim \exp(-E_{\text{Rot}}/T)$$

wobei T die Kerntemperatur ist.

Bei festem Drehimpuls ist die Rotationsenergie lediglich eine Funktion von K :

$$(A.5) \quad E_{\text{Rot}} = \frac{J_\perp^2}{2\Theta_\perp} + \frac{K^2}{2\Theta_{\text{eff}}}$$

mit $\Theta_{\text{eff}} = \frac{\Theta_\perp \cdot \Theta_\parallel}{\Theta_\perp + \Theta_\parallel}$, wobei $\Theta_\parallel$ und $\Theta_\perp$ die Trägheitsmomente bzgl. der Verbindungsachse der beiden Kerne bzw. senkrecht dazu sind (s. Gl. 27).

Die Mittelwertbildung führt dann zu:

$$(A.6) \quad \langle J' \rangle = J \left[F + \frac{1-F^2}{2F} g(Z) - \frac{(1-F^2)^2}{8F^3} h(Z) \right]$$

$$\text{mit:} \quad g(Z) = \frac{\frac{1}{2} \operatorname{erf}(Z) - Z^2 e^{-Z^2} / \sqrt{\pi}}{Z^2 \operatorname{erf}(Z)}$$

$$h(Z) = \frac{\frac{3}{2} \sqrt{\pi} \operatorname{erf}(Z) - \frac{3}{2} Z e^{-Z^2} - Z^3 e^{-Z^2}}{\sqrt{\pi} \operatorname{erf}(Z) Z^4}$$

$$Z = J / \sqrt{2 \Theta_{\text{eff}} T}$$

Dabei ist J' der Spin des Restkerns nach der Teilchenabdämpfung.

Bei der bisherigen Betrachtung wurde angenommen, daß die Ejektile äquatorial emittiert werden. Wenn dies nicht der Fall ist, werden noch zusätzliche Fluktuationen induziert. Die Verfeinerung des Modells mit Mittelung über alle Emissionswinkel und die Geschwindigkeitsverteilung der Nukleonen im Kern führt dann zu folgenden Gleichungen:

$$(A.7) \quad \langle J_e \rangle = J - \langle J' \rangle = J \left[1 - F - \frac{1-F^2}{2F} g(Z) + \frac{(1-F^2)^2}{8F^3} h(Z) \right]$$

$$\sigma_x^2 = \sigma_y^2 = \frac{1}{2} J^2 (1-F) [g(Z) - h(Z)] + \frac{1}{2} m r^2 T (1+g(Z))$$

$$\sigma_z^2 = \langle J_{e,z}^2 \rangle - \langle J_{e,z} \rangle^2$$

$$\langle J_{e,z} \rangle = J(1-F)(1-g(Z))$$

$$\langle J_{e,z}^2 \rangle = J^2 (1-F^2) (1-2g(Z) + h(Z)) + m r^2 T (1-g(Z))$$

wobei $\langle J_e \rangle$ der mittlere Drehimpuls des abgedampften Teilchen ist. Das Koordinatensystem ist so gewählt, daß die z-Komponente in Richtung der Streunormalen zeigt und die x- und y-Richtungen in der Reaktionsebene liegen. m ist die Masse des abgedampften Teilchens und r ein effektiver Barrierenradius, ab dem der Transmissionskoeffizient Null wird ($r = 1.225(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) + 2$ (fm)). Die auftretenden Trägheitsmomente wurden für sphärische Kerne berechnet mit Berücksichtigung der diffusen Kernoberfläche /DAV76/:

$$(A.8) \quad \Theta = 0.4 \cdot M \cdot R^2 + 2 \cdot M \cdot b^2$$

mit $R = r_0 \cdot A^{1/3}$, $r_0 = 1.16$ fm und Diffuseness $b = 1$ fm.

Die Ergebnisse mit diesem einfachen Modell sind in sehr guter Übereinstimmung mit den Vorhersagen des Statistischen Modells /DØS85/.

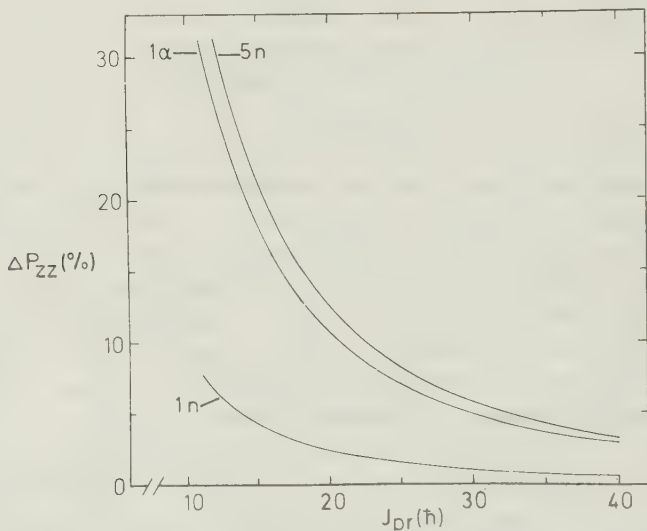


Abb. A.2: Verschlechterung des Spinalignments durch die Abdampfung von Neutronen und α -Teilchen von einem ^{168}Er Kern mit Kerntemperatur $T = 2.5$ MeV in Abhängigkeit vom Anfangsspin J_{pr} des ^{168}Er -Kerns.

In Abb. A.2 sind die Vorhersagen dieses Modells für Neutronen- bzw. α -Abdampfung von einem ^{168}Er -Kern mit Kerntemperatur $T = 2.5$ MeV in Abhängigkeit vom Drehimpuls des Erbium-Kerns dargestellt. Gezeigt ist die relative Verschlechterung $\Delta P_{zz} = (P_{zz}^i - P_{zz}^f) / P_{zz}^i$, wenn der Ausgangszustand vollständig ausgerichtet ist. Bei unvollständiger Ausrichtung ergeben sich die gleichen prozentualen Verschlechterungen /PUC80/. Aus dieser Darstellung wird ersichtlich, daß die Emission von einem Neutron, das für das betrachtete System einen Drehimpuls von ungefähr $0.5 \hbar$ aufnimmt, bei Spins des schweren Kerns von oberhalb $20 \hbar$ nur eine vernachlässigbar kleine Verschlechterung der Spinausrichtung bewirkt.

Werden dagegen mehrere Neutronen sequentiell abgedampft, verschlechtert sich das Alignment beträchtlich. Die Emission eines α -Teilchens macht sich sehr viel stärker bemerkbar. So wird der Drehimpuls des Emittierkerns bereits um ungefähr $3 \hbar$ erniedrigt und das Dealignment ist auch bei sehr hohen Spins noch beträchtlich ($\Delta P_{zz} = 7.5 \%$ bei $J = 30 \hbar$).

Bei der Korrektur der Meßwerte wurde angenommen, daß solange Neutronen abgedampft werden, bis die Separationsenergie des Neutrons nicht mehr aufgebracht werden kann. Dies führt dazu, daß bei quasielastischen Stößen weniger Neutronen emittiert werden als bei tiefinelastischen Prozessen, so daß hier größere Fluktuationen auftreten. Dies wird teilweise dadurch kompensiert, daß bei tiefinelastischen Reaktionen der Spin des schweren Fragments höher ist als im quasielastischen Fall. Insgesamt wird aber die Verschlechterung der Spinausrichtung mit negativer werdendem Q-Wert größer (s. Kap. 6.2, Abb. 25).

A.3 Statistisches Modell

Im Statistischen Modell wird der Aufbau von kollektiven, fluktuierenden Spinkomponenten durch thermische Anregung behandelt. Dazu nimmt man an, daß der intermediäre Doppelkernkomplex aus zwei sich berührenden, harten Kugeln besteht und bestimmt die Rotationsfreiheitsgrade dieses Systems. Die Behandlung des Problems ist am anschaulichsten in einem körperfesten Koordinatensystem (Abb. A.3).

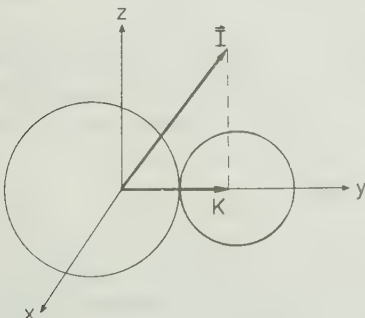


Abb. A.3: Definition des körperfesten Koordinatensystems zur Beschreibung der Rotationsfreiheitsgrade des Doppelkernsystems mit Gesamtdrehimpuls I und Projektion K auf die Verbindungsachse beider Kerne.

Als y-Achse wählt man die Richtung der Verbindungsachse der beiden Kerne, die x- und z-Richtungen stehen senkrecht darauf. Im folgenden werden die wichtigsten Schritte der ausführlichen Ableitung /SCH82/ angegeben.

Die Projektion des Gesamtdrehimpulses $\underline{I}$, der gleich dem Eingangsdrehimpuls $\underline{I}_i$ ist, auf die Verbindungsachse beider Kerne wird mit K bezeichnet. Im körperfesten System präzediert der Drehimpulsvektor um die y-Achse mit der Winkelgeschwindigkeit $\Omega = (\frac{\Theta_{\perp} - \Theta_{\parallel}}{\Theta_{\perp} \Theta_{\parallel}}) K$. Die Komponenten von $\underline{I}$ entlang der x- und z-Achse sind gegeben durch:

$$(A.9) \quad \begin{aligned} I_x &= \sqrt{I^2 - K^2} \sin \Omega t \\ I_z &= \sqrt{I^2 - K^2} \cos \Omega t \end{aligned}$$

Wenn der Komplex zerfällt, teilt sich der Gesamtdrehimpuls auf in intrinsischen Spin der Fragmente $\underline{J}_1$ und Bahndrehimpuls der Relativbewegung $\underline{J}_f$:

$$(A.10) \quad \underline{I} = \underline{J}_1 + \underline{J}_2 + \underline{J}_f$$

Die gesamte Rotationsenergie E_{Rot} des Systems ist dann gegeben durch:

$$(A.11) \quad E_{\text{Rot}} = \frac{I_f^2}{2\Theta_R} + \frac{J_1^2}{2\Theta_1} + \frac{J_2^2}{2\Theta_2}$$

wobei $\Theta_R = \mu d^2$ das Relativträgheitsmoment und Θ_1 bzw. Θ_2 die Trägheitsmomente der beiden Fragmente sind.

Der Spin der Fragmente entsteht zum einen aus der starren Rotation des Komplexes und zum anderen durch die Anregung der inneren Rotationsfreiheitsgrade des Systems (Drehimpulse $\underline{R}_1, \underline{R}_2$ im körperfesten System). Starre Rotation bedeutet, daß sich der Drehimpuls entsprechend dem Verhältnis aus Einzelträgheitsmoment zum Gesamtträgheitsmoment des Systems auf die Fragmente aufteilt:

$$\begin{aligned}
 (A.12) \quad J_{1,x} &= \frac{\Theta_1}{\Theta_T} \sqrt{I^2 - K^2} \sin \Omega t + R_{1,x} = J_1^{st} \sin \Omega t + R_{1,x} \\
 J_{1,y} &= \frac{\Theta_1}{\Theta_1 + \Theta_2} K + R_{1,y} \\
 J_{1,z} &= \frac{\Theta_1}{\Theta_T} \sqrt{I^2 - K^2} \cos \Omega t + R_{1,z} = J_1^{st} \cos \Omega t + R_{1,z}
 \end{aligned}$$

mit $\Theta_T = \Theta_1 + \Theta_2 + \Theta_R$ und analoge Gleichungen für das andere Fragment. Mit Drehimpulserhaltung folgt:

$$\begin{aligned}
 (A.13) \quad J_x &= \sqrt{I^2 - K^2} \sin \Omega t = R_{1,x} + R_{2,x} + I_x + (J_1^{st} + J_2^{st}) \sin \Omega t \\
 J_y &= K = R_{1,y} + R_{2,y} + \frac{\Theta_1}{\Theta_1 + \Theta_2} K \quad \frac{\Theta_2}{\Theta_1 + \Theta_2} K; \Rightarrow R_{1,y} = -R_{2,y} \\
 J_z &= \sqrt{I^2 - K^2} \cos \Omega t = R_{1,z} + R_{2,z} + I_z + (J_1^{st} + J_2^{st}) \cos \Omega t
 \end{aligned}$$

Man betrachtet nun den Energieüberschuß des Systems gegenüber dem Fall von starrer Rotation, der in den Spinfluktuationen steckt. Aus Gl. (A.11), (A.12) und (A.13) folgt:

$$\begin{aligned}
 (A.14) \quad \Delta E &= E - \frac{I^2}{2\Theta_T} = \frac{I^2}{2\Theta_R} + \frac{J^2}{2\Theta_1} + \frac{J^2}{2\Theta_2} - \frac{I^2}{2\Theta_T} = \\
 &= \frac{R_{1,x}^2 + R_{1,z}^2}{2\Theta_1} + \frac{R_{2,x}^2 + R_{2,z}^2}{2\Theta_2} + \frac{(R_{1,x} + R_{2,x})^2 + (R_{1,z} + R_{2,z})^2}{2\Theta_R} + \frac{\Theta_R}{2(\Theta_1 + \Theta_2)\Theta_T} K^2 + \frac{\Theta_1 + \Theta_2}{2\Theta_1\Theta_2} R_y^2
 \end{aligned}$$

Dieser Ausdruck kann in Form einer Matrixengleichung geschrieben werden. Durch Diagonalisierung dieser Matrix ergeben sich die Eigenwerte und Eigenvektoren des Systems, die als Eigenschwingungen identifiziert werden können.

$$\begin{aligned}
 (A.15) \quad E &= R^t T R = \frac{1}{2} (R_{1,x} R_{2,x}) \cdot \begin{pmatrix} \frac{1}{\Theta_1} + \frac{1}{\Theta_R} & \frac{1}{\Theta_R} \\ \frac{1}{\Theta_R} & \frac{1}{\Theta_2} + \frac{1}{\Theta_R} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} R_{1,x} \\ R_{2,x} \end{pmatrix} + \\
 &+ \frac{1}{2} (K, R_y) \cdot \begin{pmatrix} \frac{\Theta_R}{\Theta_T(\Theta_1 + \Theta_2)} & 0 \\ 0 & \frac{1}{\Theta_1} + \frac{1}{\Theta_2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} K \\ R_y \end{pmatrix} + \\
 &\frac{1}{2} (R_{1,z} R_{2,z}) \cdot \begin{pmatrix} \frac{1}{\Theta_1} + \frac{1}{\Theta_R} & \frac{1}{\Theta_R} \\ \frac{1}{\Theta_R} & \frac{1}{\Theta_2} + \frac{1}{\Theta_R} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} R_{1,z} \\ R_{2,z} \end{pmatrix}
 \end{aligned}$$

In Gl. (A.15) treten die gleichen Ausdrücke für die x- und z-Komponenten auf, d.h. diese Spinkomponenten sind entartet. Die Matrix für die y-Komponente hat bereits Diagonal-

form, und zwei der gesuchten Eigenschwingungen sind schon bekannt. Die erste besteht aus der starren Rotation der beiden Fragmente um die Verbindungsachse. Dabei wird Bahndrehimpuls der Relativbewegung in Spin in Richtung der Verbindungsachse verwandelt, was zu einem Verkippen der Reaktions-ebene führt ("Tilting", s. Abb. A.4). Im zweiten Fall nehmen die Fragmente gleichgroße, entgegengesetzt gerichtete Spins auf, wobei der Gesamtdrehimpuls Null ist ("Twisting", s. Abb. A.4).

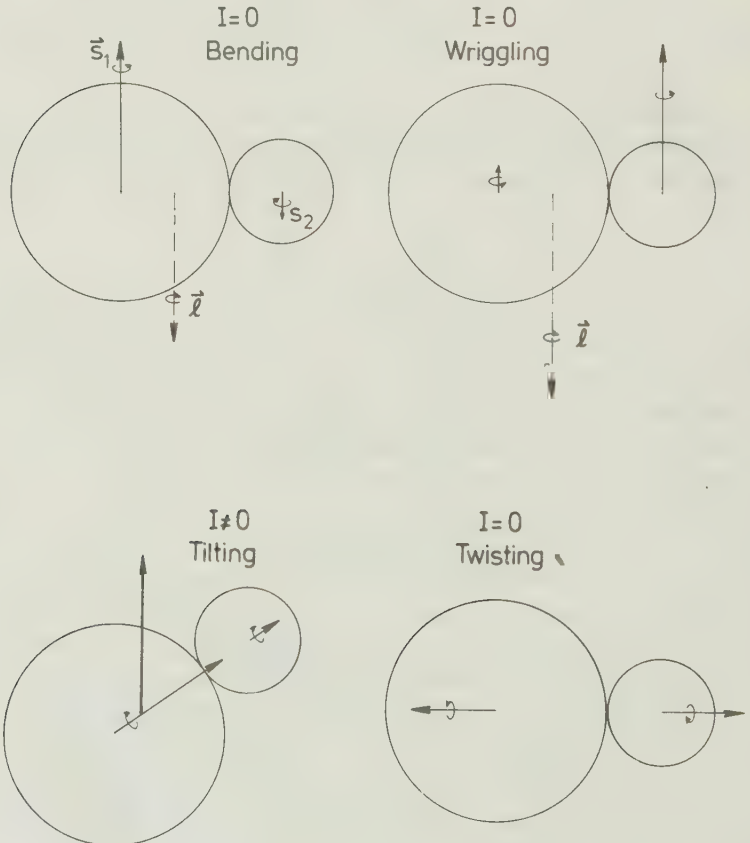


Abb. A.4: Schematische Darstellung der durch thermische Fluktuationen angeregten Eigenschwingungen des Doppelkernsystems.

Für die beiden anderen (entarteten) Eigenschwingungen muß die Säkulargleichung $\det(\underline{\underline{M}} - \lambda \underline{\underline{1}}) = 0$ gelöst werden. Dies führt auf die Gleichung:

$$(A.16) \quad \left(\frac{1}{\theta_1} + \frac{1}{\theta_R} - \lambda\right) \left(\frac{1}{\theta_2} + \frac{1}{\theta_R} - \lambda\right) - \frac{1}{\theta_R^2} = 0$$

mit Eigenwerten

$$(A.17) \quad \lambda^{\pm} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\theta_1} + \frac{1}{\theta_2} + \frac{2}{\theta_R} \right) \pm \sqrt{\left(\frac{1}{\theta_1} - \frac{1}{\theta_2} \right)^2 + \frac{4}{\theta_R^2}}$$

Die Eigenvektoren $\underline{a}_i$ folgen aus der Gleichung $(\underline{\underline{M}} - \lambda \underline{\underline{1}}) \underline{a}_i = 0$. Dadurch wird allerdings nur das Verhältnis der Eigenvektoren festgelegt:

$$(A.18) \quad \frac{a_1^{\pm}}{a_2^{\pm}} = \theta_R \left(\lambda^{\pm} - \frac{1}{\theta_2} - \frac{1}{\theta_R} \right) = - \frac{\theta_R}{2\theta_1^{\pm}} \pm \sqrt{1 + \left(\frac{\theta_R}{2\theta_1^{\pm}} \right)^2}$$

mit:

$$\frac{1}{\theta^*} = \frac{1}{\theta_2} - \frac{1}{\theta_1}$$

Je nachdem, ob das positive oder negative Vorzeichen in Gl. A.17 genommen wird, ist das Verhältnis positiv oder negativ, d.h. die Eigenschwingungen sind einmal gleichsinnig und im anderen Fall gegensinnig. Diese Moden sind im ersten Fall eine gleichsinnige Rotation der Fragmente und entgegengerichtete Relativbewegung mit Gesamtdrehimpuls Null ("Wriggling"), und im zweiten Fall gegensinnige Rotation der Fragmente ("Bending", s. Abb. A.4).

Als Ergebnis der Hauptachsentransformation treten die Komponenten der Spinvektoren in Richtung der Eigenvektoren entkoppelt auf und die Rotationsenergie läßt sich einfach schreiben als:

$$(A.19) \quad \Delta E = \frac{1}{2} (\xi_{Wx}^2 + \xi_{Bx}^2 + \xi_{T1}^2 + \xi_{Tw}^2 + \xi_{Wz}^2 + \xi_{Bz}^2) = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^6 \xi_i^2$$

Um die Erwartungswerte angeben zu können, benötigt man noch die Zustandssumme Z:

$$(A.20) \quad Z \sim \int d\xi_i \exp(-\xi_i^2/2T)$$

Für Wriggling, Bending und Twisting können die Normalkoordinaten Werte zwischen $-\infty$ und $+\infty$ annehmen; die Zustandssumme ist damit gegeben durch:

$$(A.21) \quad Z = \int_{-\infty}^{+\infty} d\xi_i \exp(-\xi_i^2/2T) = \sqrt{2\pi T}$$

Beim Tilting-Freiheitsgrad, der Drehimpuls aus der Relativbewegung nimmt, ist die Anregung durch den Gesamtdrehimpuls I des Systems beschränkt. Die Zustandssumme ist in diesem Fall gegeben durch:

$$(A.22) \quad Z_{Ti} = \sqrt{2\pi T} \operatorname{erf}\left(I \sqrt{\frac{\theta_R}{2T\theta_1\theta_2}}\right)$$

Damit können nun die Erwartungswerte für alle relevanten Größen $A(\xi)$ berechnet werden:

$$(A.23) \quad \langle A \rangle = \frac{1}{Z} \int d\xi A(\xi) \exp(-\xi^2/2T)$$

Insbesondere sind die Erwartungswerte für alle Eigenschwingungen gleich Null:

$$(A.24) \quad \langle \xi_i \rangle = \frac{1}{Z} \int d\xi \xi_i \exp(-\xi_i^2/2T) = 0$$

Ebenso sind die Erwartungswerte für die gemischten Terme gleich Null. Die Erwartungswerte der quadratischen Eigenfrequenzen sind gegeben durch:

$$(A.25) \quad \langle \xi_i^2 \rangle = \frac{1}{Z} \int d\xi_i \xi_i^2 \exp(-\xi_i^2/2T) = T$$

für Wriggling, Bending und Twisting und:

$$(A.26) \quad \langle \xi_{Ti}^2 \rangle = T \left[1 - \sqrt{\frac{2}{\pi T}} \cdot \frac{x \exp(-x^2/2T)}{\operatorname{erf}(x/\sqrt{2T})} \right] ; \quad x = I \sqrt{\frac{\theta_R}{\theta_1\theta_2 + \theta_2}}$$

für Tilting.

Mit diesen Gleichungen lassen sich der Erwartungswert der z-Komponente des Spinvektors und die drei Varianzen der Spinverteilung berechnen. Sie sind gegeben durch:

$$\begin{aligned}
 \langle J_z^i \rangle &\approx \frac{\Theta_i}{\Theta_T} l_i - \frac{\Theta_i(\Theta_1 + \Theta_2)}{\Theta_R} \cdot \frac{T}{2 l_i} \\
 (A.27) \quad \sigma_{x,i}^2 &= \sigma_{z,i}^2 = \left(\frac{\Theta_R}{\Theta_T} \Theta_i^2 + \Theta_i \Theta_2 \right) \frac{T}{\Theta_1 + \Theta_2} \\
 \sigma_{y,i}^2 &= \left(\frac{\Theta_T}{\Theta_R} \Theta_i^2 + \Theta_i \Theta_2 \right) \frac{T}{\Theta_1 + \Theta_2}
 \end{aligned}$$

Diese Gleichungen beschreiben die statistische Spinverteilung in einem Koordinatensystem, dessen y-Achse durch die Verbindungslinie zwischen den beiden Schwerpunkten der Kerne und dessen z-Achse durch die Projektion von $\underline{l}_i$ in die zur y-Achse senkrechten Ebene gegeben sind. Wegen der Gleichheit von $\sigma_{x,i}^2$ und $\sigma_{z,i}^2$ hat die Rotation des körperfesten Koordinatensystems um die y-Achse keine Auswirkung auf die Werte der Spinfluktuationen. Zum Vergleich mit dem Experiment ist jedoch eine Transformation ins Laborsystem erforderlich. Dazu ist es günstiger, die statistische Spinverteilung zunächst in dem von Døssing und Randrup /DØS85/ vorgeschlagenen Koordinatensystem zu ermitteln, das aus dem o.a. System durch eine Drehung um die y-Achse hervorgeht, sodaß die z-Achse in Richtung des Bahndrehimpulses $\underline{l}_f$ zeigt. In diesem neuen Bezugssystem sind die beiden Varianzen in der Ebene senkrecht zu $\underline{l}_f$ gleich groß /DØS85/:

$$\begin{aligned}
 \langle J_z^i \rangle' &= \frac{\Theta_i}{\Theta_T} l_i - \frac{\Theta_i \Theta_T}{\Theta_R} \cdot \frac{T}{l_i} \\
 (A.28) \quad \sigma_{x,i}'^2 &= \sigma_{y,i}'^2 = \left(\frac{\Theta_T}{\Theta_R} \Theta_i^2 + \Theta_i \Theta_2 \right) \frac{T}{\Theta_1 + \Theta_2} \\
 \sigma_{z,i}'^2 &= \left(\frac{\Theta_R}{\Theta_T} \Theta_i^2 + \Theta_i \Theta_2 \right) \frac{T}{\Theta_1 + \Theta_2}
 \end{aligned}$$

Wegen der Isotropie in der Streuebene wird die Spinverteilung nicht durch Coulombablenkung, die eine Mischung der inplane-Spinkomponenten bewirkt, verändert.

Um die Vorhersagen dieses Modells mit experimentellen Werten vergleichen zu können, kann man auf einfache Weise ins Laborsystem übergehen. Da die Verbindungsachse beider Kerne die y-Achse definiert, erfolgt der Übergang durch eine Drehung um diese Achse. Der Drehwinkel ist dadurch festgelegt, daß der Bahndrehimpuls senkrecht auf der Verbindungsachse beider Kerne steht, und der Gesamtdrehimpuls des Systems senkrecht auf der Strahlachse. Damit ergeben sich im Laborsystem folgende Beziehungen (Kap. 2.3, Gl. 2.44 - 2.54 in Ref. /DøS85/. Im Vergleich zu der einheitlichen Nomenklatur in dieser Arbeit sind dort die y- und z-Richtungen vertauscht):

$$\begin{aligned}
 \langle J_z^1 \rangle_L &= \frac{\Theta_1}{\Theta} l_i = J_z^1 \text{ sticking} \\
 (\sigma_{x_i}^2)_L &= \left(\frac{\Theta_T}{\Theta_R} \Theta_1^2 + \Theta_1 \Theta_2 \right) \frac{T}{\Theta_1 + \Theta_2} - \frac{2 \langle J_z^1 \rangle}{l_i} \cdot \frac{\Theta_1 \Theta_T}{\Theta_R} T + \frac{\langle J_z^1 \rangle^2}{l_i^2} \cdot \frac{(\Theta_1 + \Theta_2) \Theta_T}{\Theta_R} T (1 + \cot^2 \theta_{cm}) \\
 (A.29) \quad (\sigma_{y_i}^2)_L &= \left(\frac{\Theta_T}{\Theta_R} \Theta_1^2 + \Theta_1 \Theta_2 \right) \frac{T}{\Theta_1 + \Theta_2} \\
 (\sigma_{z_i}^2)_L &= \left(\frac{\Theta_T}{\Theta_T} \Theta_1^2 + \Theta_1 \Theta_2 \right) \frac{T}{\Theta_1 + \Theta_2} \\
 (\sigma_{xy}^2)_L &= - \frac{\langle J_z^1 \rangle}{l_i} \frac{(\Theta_1 + \Theta_2) \Theta_T}{\Theta_R} T \cot \theta_{cm}
 \end{aligned}$$

In diesem extern definierten System besteht also eine Korrelation zwischen den beiden inplane-Spinkomponenten. Im letzten Schritt muß man die Spinverteilung auf Hauptachsen transformieren, was bedeutet, daß die Kovarianz σ_{xy}^2 dann verschwindet. Aus dieser Forderung ergibt sich der Winkel ψ zwischen der Bewegungsrichtung im Ausgangskanal und der großen Halbachse der inplane-Ellipse zu:

$$(A.30) \quad \psi = \frac{1}{2} \arctg \left(\frac{-(\sigma_{xy}^2)_L}{(\sigma_{x_i}^2)_L - (\sigma_{z_i}^2)_L} \right) = \frac{1}{2} \arctg \left(\frac{\cos \theta_{cm}}{\sin \theta_{cm} - \frac{\langle J_z^1 \rangle}{2 l_i \sin \theta_{cm}} (1 + \frac{\Theta_1}{\Theta_2})} \right)$$

In dieser Formel ist nur der Beitrag des schweren Fragments berücksichtigt.

Der Winkel θ^0 zwischen Strahlrichtung und der Hauptachse ergibt sich dann zu:

$$(A.31) \quad \theta^0 = \theta_{cm} + \psi \approx \frac{\pi}{4} + \frac{\theta_{cm}}{2} + \frac{\langle J_z^1 \rangle}{4 l_i} (1 + \frac{\Theta_1}{\Theta_2}) \cot \theta_{cm}$$

Für Quadrupolstrahlung tritt die maximale Gammaintensität unter einem Winkel ϕ_γ^0 auf, der um 90° gegenüber θ^0 verdreht ist.

Die Größe der Varianzen im Hauptachsensystem ist gegeben durch:

$$\begin{aligned} (\sigma_x^H)^2 &= (\sigma_x^2)_L \cos^2 \psi + (\sigma_y^2)_L \sin^2 \psi + (\sigma_{xy}^2)_L \sin 2\psi \\ (\sigma_y^H)^2 &= (\sigma_x^2)_L \sin^2 \psi + (\sigma_y^2)_L \cos^2 \psi - (\sigma_{xy}^2)_L \sin 2\psi \end{aligned} \quad (\text{A.32})$$

während die z-Komponenten unverändert bleiben.

Mit diesen letzten Gleichungen kann der Vergleich mit den Datenpunkten durchgeführt werden.

Verzeichnis der Abbildungen

Nr.	Kurztitel	Seite
1	Kernreaktion in Reibungsgeometrie	1
2	Gauß'sche Spinverteilung	3
3	Definition der Spinausrichtung	6
4	Winkelverteilung von Dipol- und Quadrupol-Gammastrahlung	8
5	Zusammenhang zwischen Spinalignment und der out-of-plane-Anisotropie der Gammastrahlung	10
6	Zusammenhang zwischen Asymmetrieparameter und der inplane-Anisotropie der Gammastrahlung	12
7	Experimenteller Aufbau bei der Messung der out-of-plane-Anisotropie	16
8	Experimenteller Aufbau bei der Messung der inplane-Anisotropie	18
9	Definition des inplane-Korrelationswinkels	20
10	Elektronik	22
11	Gammaspektrum in Koinzidenz zu Z=6-Ejektilen	25
12a	ΔE - E_{Rest} -Matrix, $\theta_{\text{Lab}}=25^\circ$	26
12b	Energiespektrum der Neon-Ejektile	26
13	Zeitspektrum	28
14a	Gamma-Gamma-Korrelationsmatrix	31
14b	Photopeak-Nachweiswahrscheinlichkeit	31
15	ΔE - E_{Rest} -Matrizen bei $\theta_{\text{Lab}}=25^\circ, 35^\circ$ und 55°	32
16	Monte-Carlo-Rechnung zur Nachweiswahrscheinlichkeit	37
17	Gammamultiplizität der Z=6- und Z=8-Ausgangskanäle	39
18	Gammamultiplizität und Teilchenspektren der Ausgangskanäle mit Z=4 bis Z=12	41
19	Anisotropie der energieintegrierten Gammastrahlung	47
20	Gamma-Anisotropie für die Ausgangskanäle mit Z=4 bis Z=12	48
21	Anisotropie als Funktion der Gammaenergie	49
22	Anisotropie in Abhängigkeit vom Q-Wert	51
23	Anisotropie für quasi- und tiefinelastische Prozesse	53

24	Spinalignment der Z=6- und Z=8-Ausgangskanäle	57
25	Primäres Spinalignment der Z=4 bis Z=12 Ausgangskanäle in Abhängigkeit vom Reaktions-Q-Wert	59
26	Aufbau von Spinfluktuationen	63
27	Vergleich des Alignments der tiefinelastischen Komponente mit Modellrechnungen	67
28	Inplane-Anisotropie für quasielastische Z=10-Ejektile, $\theta_{\text{Lab}}=25^\circ$	73
29	Inelastischer Stoß	74
30	Inplane-Anisotropie für quasielastische Z=8-Ejektile, $\theta_{\text{Lab}}=25^\circ$	75
31	Inplane Anisotropie für tiefinelastische Prozesse, $\theta_{\text{Lab}}=25^\circ$	76
32	Inplane-Anisotropie für Z=10-Ejektile, $\theta_{\text{Lab}}=25^\circ$, für verschiedene Q-Wert Bereiche	78
33	Inplane-Anisotropie für Z=10-Ejektile $\theta_{\text{Lab}}=25^\circ$, für verschiedene Gammaenergiebereiche	79
34	Inplane-Anisotropie für tiefinelastische Z=4,5-Ejektile bei $\theta_{\text{Lab}}=25^\circ$ und 55°	81
35	Orientierung des Spinellipsoids	86
36	Abhängigkeit des Winkels zwischen Bewegungsrichtung und großer Halbachse, bzw. des Symmetriewinkels vom Streuwinkel	87
37	Vergleich des Asymmetrieparameters und des Symmetriewinkels mit Modellrechnungen	90
38	Adiabatische Rückstoßrichtung	93
39	Vergleich des Symmetriewinkels mit verschiedenen Modellen	94
40	Abhängigkeit des Symmetriewinkels vom Reaktions-Q-Wert und Vergleich mit Modellen	97
A.1	Verschlechterung der Gamma-Anisotropie aufgrund des endlichen Detektor-Öffnungswinkels	99
A.2	Verschlechterung des Spinalignments durch Teilchenzerfall	102
A.3	Definition des körperfesten Koordinatensystems	103
A.4	Eigenschwingungen des Doppelkernsystems	106

Verzeichnis der Tabellen

Nr.	Kurztitel	Seite
1	Koeffizienten der Gamma-Winkelkorrelation für Dipol- und Quadrupol-Gammastrahlung	9
2	Daten der ^{60}Co - und ^{88}Y -Quellen	30
3	Vergleich des Systems $^{20}\text{Ne}+^{168}\text{Er}$ mit einem System bei Tandemenergie	35
4	Primäre Fragmentspins der Ausgangskanäle mit $Z=4$ bis $Z=12$ und Vergleich mit dem Konzept der Starren Rotation	44
5	Anisotropie für quasi- und tiefinelastische Prozesse	54
6	Spinalignment der quasielastischen Transferkanäle	61
7	Spinalignment der tiefinelastischen Komponente und Vergleich mit dem Statistischen Modell	71
8	Symmetriewinkel, inplane-Anisotropie und Asymmetrie- parameter bei $\theta_{\text{Lab}}=25^\circ$ und 55°	83
9	Aufstellung der in den verschiedenen Modellen wichtigen Winkel	95

Literaturverzeichnis

- ALB76 R.Albrecht et al., Phys.Rev.Lett. 34(1975)1400
- ALE78 T.K.Alexander, J.S.Forster, Adv.Nucl.Phys. 10,
Kap.3, Plenum Press, New York (1978)
- AYI76 S.Ayik, B.Schürmann u. W.Nörenberg, Z.Phys.
A277(1976)299
- AYI78 S.Ayik, G.Wolschin u. W.Nörenberg, Z.Phys. A286
(1978)271
- BAB80 R.Babinet et al., Z.Phys. A295(1980)153
- BÄC66 A.Bäcklin et al., Nucl.Phys. 80(1966)154
- BER78 M.Berlanger et al., Z.Phys. A286(1978)207
- BLA61 J.S.Blair, L.Wilets, Phys. Rev. 121(1961)1493
- BLA67 J.L.Black, W.Gruhle, Nucl.Instr.Meth. 46(1967)213
- BLA81 S.K.Blau, L.G.Moretto, Nucl.Phys. A359(1981)477
- BLI57 R.J.Blin-Stoyle, M.A.Grace, in Handbuch der Physik,
Bd.42, ed. S.Flügge, Springer Verlag, Berlin(1957)555
- BRI72 D.M.Brink, Phys.Lett. 40B(1972)37
- BRO79 R.A.Brogia, C.H.Dasso u. A.Winter, Proc.Int.School
of Physics "Enrico Fermi", Varenna, Italien 1979,
North Holland, Amsterdam(1982)327
- DAV76 K.T.R.Davis, J.R.Nix, Phys.Rev. C14(1976)1477
- DAV85 K.T.R.Davis et al., in Treatise on Heavy Ion Science,
ed. D.A.Bromley, Plenum Press, New York(1985)Bd.3
- DAY79 R.A.Dayras et al., Phys.Rev.Lett. 42(1979)697
- DEL78 M.A.Deleplanque et al., Phys.Rev.Lett. 41(1978)1105
- DIA80 R.M.Diamond, F.S.Stephens, Ann.Rev.Nucl.Part.Sci. 30
(1980)85
- DØS85 T.Døssing u. J.Randrup, Nucl.Phys. A433(1985)215,280
- DÜN82 W.Dünweber, Proc.Int.School of Physics "Enrico
Fermi", Varenna, 1982, ed. L.G.Moretto u. R.A.Ricci,
North Holland, Amsterdam(1984)389
- DÜN84 W. Dünweber et al., Phys.Rev.Lett. 52(1984)1405
- DYE77 P.Dyer et al., Phys.Rev.Lett. 39(1977)392
- DYE79 P.Dyer et al., Nucl.Phys. A322(1979)205

- FRI81 W.A.Friedmann, Phys.Lett. 98B(1981)21
- GIA70 M.Gianni, P.R.Olivia u. M.C.Ramorino,
Nucl.Instr.Meth. 81(1970)104
- GLÄ77 P.Glässel et al., Phys.Rev.Lett. 38(1977)331
- GOB80 A.Gobbi u. W. Nörenberg, in Heavy Ion Collisions II,
ed. R.Bock, North Holland, Amsterdam(1980)
- GRO67 J.R.Grover, J.Gilat, Phys.Rev. 157(1967)802,814,832
- HAG75 G.B.Hageman et al., Nucl.Phys. A245(1975)593
- HAR79 D.v.Harrach et al., Phys.Rev.Lett. 42(1979)1728
- HAS78 R.Hasse, Pramana 11(1978)441
- HIL79 D.L.Hillis et al., Nucl.Phys. A325(1979)216
- HO77 H.Ho et al., Z.Phys. A283(1977)235
- HOF77 H.Hoffmann u. P.J.Siemens, Nucl.Phys. A275(1977)464
- HOM83 H.Homeyer, Proc.Symp. on Nucl.Phys. with Heavy Ions,
Stony Brook, 1983, Harwood Academic Press(1984)95
- KOP77 R.Kopp, Diplomarbeit, Universität München(1977)
- LI83 J.Q.Li u. G.Wolschin, Phys.Rev. C27(1983)590
- MAR70 M.J.Martin, P.H.Blichert-Toft, Nucl.Data Tables A8
(1970)1
- MCD82 R.J.McDonald et al., Nucl.Phys. A373(1982)54
- MIN82 D.P.Min, Y.S.Koh u. C.Gregoire, preprint(1982)
- MOL62 J.F.Mollenauer, Phys.Rev.127(1962)867
- MOR80 L.G.Moretto u. R.P.Schmitt, Phys.Rev. C21(1980)204
- MOR82 D.J.Morrissey et al., Nucl.Phys. A389(1982)120
- MOR85 D.J.Morrissey et al., Nucl.Phys. A442(1985)578
- NAM79 M.N.Namoodiri et al., Phys.Rev. C20(1979)982
- NEW75 J.O.Newton et al., Phys.Rev.Lett. 34(1975)99
- NÖR75 W.Nörenberg, Z.Phys. A274(1975)241(err.
A276(1976)84)
- NOR70 L.C.Northcliffe u. F.R.Shilling, Nucl.Data Tables
A7(1970)233
- PUC79 H.Puchta et al., Phys.Rev.Lett. 43(1979)623
- PUC80 H.Puchta, Dissertation, Universität München(1980)
- RAN82 J.Randrup, Nucl.Phys. A383(1982)468
- REH81 K.E.Rehm et al., Nucl.Phys. A366(1981)477

- RIT85 R.Ritzka et al., Phys.Rev. C31(1985)133
- SAR76 D.G.Sarantites et al., Phys.Rev. C14(1976)2138
- SAR78 D.G.Sarantites et al., Phys.Rev. C18(1978)774
- SCH82 R.P.Schmitt u. A.J.Pacheco, Nucl.Phys. A379(1982) 313
- SIM76 R.S.Simon et al., Phys.Rev.Lett. 36(1976)359
- SOB81 L.G.Sobotka et al., Nucl.Phys. A371(1981)510
- STE75 R.M.Steffen u. K.Alder, in The Electromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy, ed. W.D.Hamilton, North Holland, Amsterdam(1975)505
- STE84 J.C.Steckmeyer et al., Nucl.Phys. A427(1984)357
- TAY71 H.W.Taylor et al., Nucl.Data Tables A9(1971)1
- TJO74 P.O.Tjom et al., Phys.Rev.Lett. 33(1974)593
- TRA75 W.Trautmann et al., Phys.Rev.Lett. 35(1975)1694
- TRA84 W.Trautmann et al., Nucl.Phys. A422(1984)418
- TRA86 W.Trautmann, Phys.Rev. C33(1986)876
- VAN77 K.van Bibber et al., Phys.Rev.Lett. 38(1977)334
- VAN79 R.Vandenbosch, Phys.Rev. C20(1979)171
- WEI80 H.A.Weidenmüller, Prog.Nucl.Part.Sci. 4(1980)273
- WIL73 J.Wilczynski, Nucl.Phys. A216(1973)386
- WIL82 J.Wilczynski et al., Nucl.Phys. A373(1982)109
- WOZ80 G.J.Wozniak et al., Phys.Rev.Lett. 45(1980)1081
- ZIE80 J.F.Ziegler, The Stopping Power and Ranges of Ions in Matter, Vol.5 u. 6, Pergamon Press(1980)

Diese Arbeit wurde am Lehrstuhl von Prof. C. Zupancic, in der Arbeitsgruppe von Prof. W. Hering durchgeführt. Ich danke allen, die mich bei der Anfertigung dieser Arbeit unterstützt haben. Besonders danke ich Herrn Prof. W. Hering für die Möglichkeit, das Thema in seiner Arbeitsgruppe zu bearbeiten, und sein Interesse am Fortgang der Arbeit. Herrn Dr. W. Dünnweber danke ich für die gute Betreuung und viele hilfreiche und weiterführende Diskussionen. Allen gegenwärtigen und früheren Mitarbeitern der Gruppe Hering danke ich für das gute Arbeitsklima. Ich danke den technischen Mitarbeitern der Sektion Physik und des Beschleunigerlabors in Garching sowie des Hahn-Meitner-Instituts in Berlin für ihre Unterstützung beim mechanischen Aufbau sowie bei der Durchführung der Experimente, Hilfe bei Computerproblemen und beim Anfertigen der Abbildungen.

LEBENS LAUF

Ich wurde am 20. Januar 1955 in Rothenbuch/Kreis Aschaffenburg geboren. Von 1961 bis 1965 besuchte ich die Volksschule in Rothenbuch und wechselte anschließend an das mathematisch-naturwissenschaftliche Gynmasium in Lohr a. Main, wo ich am 22. Juni 1974 die Reifeprüfung ablegte. Vom 1. Juli 1974 bis 30. September 1975 leistete ich meinen Grundwehrdienst ab. Im Wintersemester 1975/76 begann ich das Physikstudium an der Ludwig-Maximilians-Universität München, das ich am 24. März 1982 mit dem Diplom abschloß. Anschließend übernahm ich eine Doktorarbeit auf dem Gebiet der experimentellen Kernphysik. Seit dem 1. Juli 1982 bin ich als wissenschaftlicher Angestellter an der Sektion Physik der Universität München beschäftigt.

